

**Spinpolarisation feldemittierter Elektronen
aus Eisen, Kobalt und Nickel**

Günter Chrobok

1979



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551913_0056

Spinpolarisation feldemittierter
Elektronen aus Eisen, Kobalt und
Nickel

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Günter Chrobok

München 1978



1. Berichterstatter:

Prof. Dr. Sizmann

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. Eder

Tag der Promotion:

23. 1. 1979



Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Meßmethode	3
3.	Apparatur	4
3.1.	Erzeugungsteil	6
3.1.1.	Emissionsteil	6
3.1.2.	Spule	9
3.1.3.	Bedampfungsofen	9
	a) Keramikofen	10
	b) Stiftofen	10
3.1.4.	Feldelektronenmikroskop und Extraktions- system	12
3.1.5.	Erläuterungen der auf den Schirmen zu beobachtenden Bilder	14
	a) Feldemissionsbilder einkristalliner Emitter	16
	b) Feldemissionsbilder von Aufdampf- schichten	17
3.1.6.	Vakuum	
3.1.7.	Isolation und Versorgung des Kryostaten	20
3.2.	Nachweisteil	21
3.2.1.	Beschleuniger	21
3.2.2.	Trennventil	21
3.2.3.	Justiereinheit	21
3.2.4.	Spindrehler	22
3.2.5.	Mott-Streuer	23
	a) Streuteil	25
	b) Magnetische Abschirmung	25
	c) Streufohlen	26
	d) Nachweiselektronik	26
3.3.	Folienherstellung	27
3.4.	Spitzenherstellung	29
4.	Mott-Streuung	32
4.1.	Messung der ESP durch Mott-Streuung	33
4.2.	Schichtdickenkorrektur der Sherman-Funktion	34
4.3.	Korrekturen der apparativen Asymmetrien	35

5.	Meßergebnisse	42
5.1.	Eisen	42
5.1.1.	Eisenspitzen ohne Vorbehandlung	43
5.1.2.	Geglühte Eisenspitzen	44
5.1.3.	In Wasserstoff geprühte Eisenspitzen	45
5.1.4.	Nachspitzen von Eisenemittern	45
	a) Kathodenzerstäubung	45
	b) Thermische Behandlung in Anwesenheit eines elektrischen Feldes	46
5.1.5.	Eisenbedampfte Eisenspitze	48
5.1.6.	Eisenbedampfte Wolframspitzen	50
	a) Eisendampfquelle: Keramikofen	50
	b) Eisendampfquelle: Stiftofen	50
5.1.7.	Mögliche Adsorptionserscheinungen	51
5.1.8.	Magnetfeldabhängigkeit der ESP der Feldelektronen aus Eisen	51
5.1.9.	Querkomponente der ESP	53
5.1.10.	Bemerkungen zu den Eisenmessungen	54
5.2.	Kobalt	57
5.2.1.	Massive Kobaltspitzen	57
5.2.2.	Kobaltbedampfte Wolframspitzen	58
5.2.3.	Stabilität der gemessenen ESP	58
5.2.4.	Magnetfeldabhängigkeit der ESP der Feldelektronen aus Kobalt	59
5.2.5.	Bemerkungen zu den Kobaltmessungen	59
5.3.	Nickel	61
5.3.1.	Nickelbedampfte Wolframspitzen	61
5.3.2.	Massive Nickelspitzen	63
5.3.3.	Magnetfeldabhängigkeit der ESP der Feldelektronen aus Nickel	65
5.3.4.	Temperaturabhängigkeit der ESP von Nickelspitzen der 111-Orientierung	69
6.	Diskussion	72
6.1.	Allgemeines zur Feldemission	72
6.2.	Vergleich mit früheren ESP-Messungen der Feldelektronen aus Nickel	74

6.3.	ESP-Messungen der Feldelektronen aus Nickel anderer Autoren	76
6.4.	Theoretische Arbeiten über die ESP von Feldelektronen	78
6.5.	Andere ESP-Messungen	80
6.5.1.	Photoemissionsexperimente	80
6.5.2.	Tunnelexperimente	83
6.5.3.	Elektroneneinfang	84
6.5.4.	LEED und weitere ESP-Meßmethoden	85
7.	Schlußfolgerungen	89
8.	Bemerkungen zu den Adsorptionsmessungen	92
7.	Zusammenfassung	95
	Anhang	96
	Sekundärelektronenemission polarisierter Elektronen aus Europiumoxid	
1.	Ziel des Experimentes	96
2.	Experimentelles	97
2.1.	Präparation und Justierung	97
2.2.	Meßvorgang	99
2.3.	Bemerkungen	99
3.	Ergebnisse	100
4.	Diskussion	101
5.	Vorschlag einer Quelle polarisierter Elektronen	104
	Literatur	106

1. Einleitung

Mitte des vorigen Jahrhunderts wurden die Kathodenstrahlen entdeckt, doch erst an dessen Ende war die Natur dieser Strahlung aufgeklärt. Sie besteht aus negativ geladenen Korpuskeln, den Elektronen. Eine neue Betrachtungsweise der Teilchenstrahlen eröffnete sich, als 1923 de Broglie die Hypothese aufstellte, wonach den mikroskopischen Teilchen auch Welleneigenschaften zukommen. 1927 konnten Davisson und Germer (Davisson, Germer 1927) diese Annahme in ihrem berühmten Streuexperiment an einem Nickeleinkristall bestätigen. Der zuvor im Jahre 1925 von Goudsmit und Uhlenbeck postulierte Eigendrehimpuls des Elektrons und der gleichermaßen für Elektronen und Photonen zutreffende Welleilchen-Dualismus legten den Gedanken, polarisierte Elektronenstrahlen in Analogie zum polarisierten Licht zu untersuchen, nahe (Landé 1929). Ein markanter Unterschied war dabei zu berücksichtigen. Linear polarisierte Lichtwellen sind nämlich dann voneinander unabhängig und damit nicht interferenzfähig, wenn ihre Polarisations Ebenen senkrecht aufeinander stehen, während Elektronenstrahlen dann unabhängig sind, wenn ihre Polarisationsrichtungen antiparallel sind (Landé 1929). Davisson und Germer, die in einem Doppelstreuexperiment erstmals eine Polarisation von Elektronenwellen nachweisen wollten (Davisson, Germer 1929), berücksichtigten diesen Unterschied nicht und berichteten über ein negatives Ergebnis. Erst 1975 wies Kuyatt (Kuyatt 1975) auf diesen Fehler hin. Eine korrekte Auswertung hätte Polarisationsgrade bis zu 15 % ergeben, doch lassen es Rechnungen zweifelhaft erscheinen, daß es sich um einen echten Polarisierungseffekt gehandelt hat (Feder 1977).

Die Aufspaltung eines unpolarisierten Elektronenstrahles mit Hilfe eines Stern-Gerlach-Magneten in zwei polarisierte Komponenten, wie dies mit Atomstrahlen möglich ist, ist nach einer These von Bohr (Pauli 1933) grundsätzlich ausgeschlossen.

Wie ein Beweis dieser These zeigt (Mott, Massey 1965), ergibt sich eine Aufspaltung der beiden Komponenten mit einem Abstand, der maximal die de Broglie-Wellenlänge erreicht, so daß eine Separation der beiden Komponenten nicht möglich ist.

Einen neuen Weg zur Gewinnung polarisierter Elektronenstrahlen wiesen 1930 Fues und Hellmann (Fues, Hellmann 1930), die "die Auslösung gerichteter Elektronen aus einer schon anderweitig orientierten Teilchengesamtheit" vorschlugen. Sie erwähnten die Photoionisation eines polarisierten Atomstrahles und die Elektronenemission aus magnetischen Materialien. Neben den Experimenten, die den ersten Vorschlag verwirklichten, wurden weitere Methoden zur Gewinnung polarisierter Elektronenstrahlen entwickelt, die auf der Streuung an unpolarisierten Targets, der Spinaustauschstreuung, dem optischen Pumpen und dem Fanoeffekt beruhten. Eine Übersicht findet man in (Keßler 1969, Farago 1971, Keßler 1976). Allerdings waren die Gütwerte dieser Strahlen, für die das Produkt aus Stromstärke und dem Quadrat der Polarisation ein Maß ist, für verschiedenen Anwendungen zu klein. Wesentlich bessere Werte waren mit der Emission aus magnetischen Festkörpern zu erwarten, doch verliefen die ersten Photo- (Fowler, Marton 1959, Long et al. 1965, Vaganov, Diatropov 1968) und Feldemissionsexperimente (Pimbley, Müller 1962, v. Issendorff, Fleischmann 1962) negativ. Erst 1967 konnten Hofmann, Regenfus, Schärpf und Kennedy bei der Feldemission (Hofmann et al. 1967) und 1969 Busch, Campagna, Cotti und Siegmann bei der Photoemission (Busch et al. 1969) über Polarisierungseffekte berichten, wobei in beiden Fällen das ferromagnetische Metall Gadolinium als Emitter verwendet wurde.

In der vorliegenden Arbeit wird über Polarisationsmessungen feldemittierter Elektronen aus Eisen, Kobalt und Nickel berichtet. Die Wahl fiel auf diese Emittiermaterialien, da es sich bei ihnen um die drei klassischen ferromagnetischen

Elemente handelt. Sie besitzen allerdings einen relativ niedrigen Schmelzpunkt, so daß bereits die Gewinnung reiner Feldemissionsbilder des Nickel (Gomer 1953) und im besonderen Maße wegen der chemischen und kristallographischen Eigenschaften des Eisens (Richter, Schmidt 1969) und des Kobalt (Krause, Stark 1967) schwierig ist.

Nichtsdestoweniger wird aufgrund der in der vorliegenden Arbeit bei Kobalt und Eisen gefundenen hohen Polarisationsgrade und der bei Nickel ebenfalls beobachteten Adsorptionseffekte (Müller 1975) eine detailliertere Untersuchung, als sie in dieser Arbeit möglich war, der drei Übergangselemente von großem Interesse sein.

Die dritte von Fues und Hellmann (Fues, Hellmann 1930) erwähnte Möglichkeit, polarisierte Elektronen aus Ferromagneten durch Sekundärelektronenemission zu gewinnen, blieb bislang unbeachtet. Von der erst kürzlich aufgegriffenen Methode (Chrobok, Hofmann 1976) wird im Anhang dieser Arbeit berichtet.

2. Meßmethode

Eine Apparatur zur Messung der Elektronenspinpolarisation (ESP) von Feldelektronen besteht naturgemäß aus einem Erzeugungsteil, in dem der polarisierte Strahl gewonnen wird, und einem Nachweisteil, in dem die ESP gemessen wird.

Der Erzeugungsteil stellt ein Feldelektronenmikroskop, das im Innern einer Magnetfeldspule untergebracht ist, dar. Das mit dem Feldelektronenmikroskop beobachtbare Feldemissionsbild ist für die Beurteilung der Reinheit der Emitteroberfläche und die Bestimmung der Emissionsrichtung unerlässlich. In einem solchen Mikroskop muß ein Vakuum von mindestens 10^{-9} mbar erzielbar sein, verschiedene Verfahren der Reinigung, der Behandlung und der Herstellung von Emittern müssen verfügbar sein.

Um bei den Messungen einen Strahl mit einer definierten Polarisationsrichtung vorliegen zu haben, wird am Ort des Emitters ein Magnetfeld angelegt. Wegen des Einflusses des Magnetfeldes auf die Elektronenbahn kann die Magnetfeldrichtung nur parallel zum Strahl gewählt werden; der Strahl wird also im wesentlichen longitudinal polarisiert sein.

Der Nachweis der ESP erfolgt durch Mott-Streuung, für die eine Strahlenergie von etwa 100 keV und eine transversale Polarisation Voraussetzung sind. Entsprechend folgt auf den Erzeugungsteil ein Beschleuniger und ein Spindrehler. Wegen seiner Vorteile wurde als Spindrehler ein Wien-Filter gewählt. Liegt eine Polarisation vor, wird bei der Streuung an einer dünnen Goldfolie eine azimutale Asymmetrie beobachtet, aus deren Größe die ESP berechnet werden kann. Dieses Streuexperiment muß mit größter Sorgfalt durchgeführt werden, damit nicht durch apparative Asymmetrien Polarisationen vorgetäuscht werden.

Die beiden ersten Experimente dieser Art wurden 1962 publiziert (Pimbley, Müller 1962, von Issendorff, Fleischmann 1962). Zwar wurde in beiden Experimenten mit Eisenemittern keine Polarisation der Feldelektronen festgestellt, doch hätten geringfügige Änderungen an den Apparaturen zweifellos zum Erfolg geführt.

Der Erzeugungsteil der Apparatur von Pimbley und Müller besaß im Schirm des Feldelektronenmikroskops eine Probenöffnung, durch die der zu untersuchende Teilstrahl den Erzeugungsteil verließ. Die Auswahl der gewünschten Emissionsrichtung erfolgte durch elektrostatische Ablenkung. Seit dem Experiment von v. Issendorff und Fleischmann wird der Polarisationsnachweis bei Feldemissionsexperimenten im wesentlichen in der dort angegebenen Weise durchgeführt.

3. Apparatur

In Abb. 1a und 1b ist eine Übersicht über die im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebaute und verwendete Apparatur gegeben.

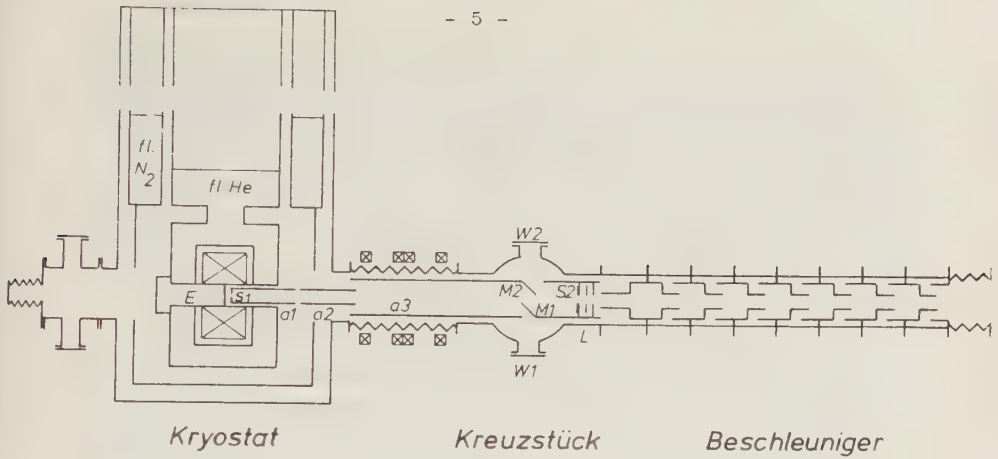


Abb. 1a

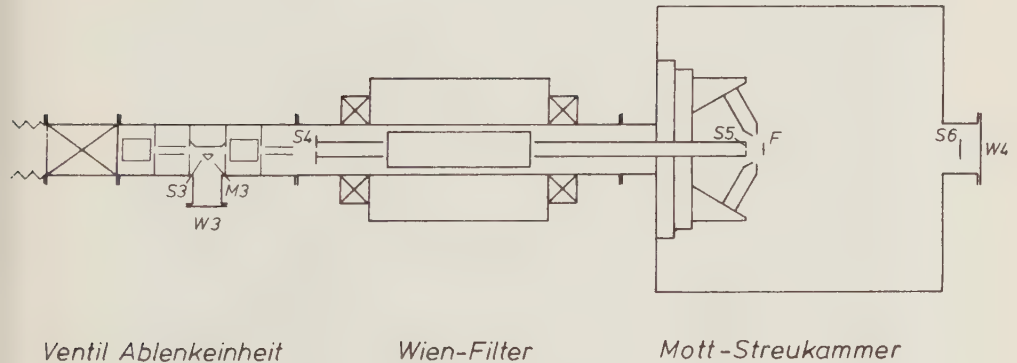


Abb. 1b

Abb. 1a und 1b Apparatur

E Emissionsteil, *a1*, *a2*, *a3* Beschleunigungselektroden
S1 - *S6* Leuchtschirme, *M1*, *M2*, *M3* Spiegel, *L* Linse,
W1 - *W4* Fenster, *F* Streufolie

Zum Erzeugungsteil gehört der Kryostat mit dem anschließenden Kreuzstück. Der Nachweisteil umfaßt den Beschleuniger, die Justiereinheit, den Spindrehher und die Mott-Streukammer mit der zugehörigen Elektronik. Die Apparatur besitzt eine Gesamtlänge von 3,0 m.

3.1. Erzeugungsteil

Zur Definition der Polarisationsrichtung wird, wie dies bei den Feldemissionsexperimenten üblich ist, am Ort des Emitters ein Magnetfeld angelegt. Dies erfolgt mit Hilfe einer Supraleitungsspule, die sich im unteren Teil des ca. 100 cm hohen Kryostaten von ca. 30 cm Durchmesser befindet. Die Spulenumhüllung ist im Innern der Spule als Rohr von 27 mm $\varnothing$ und 150 mm Länge ausgebildet. Diese Dimensionen bestimmen die Größe des dort befindlichen Feldelektronenmikroskops.

3.1.1. Emissionsteil

Die Abb. 2 gibt die wesentlichen Teile des in der vorliegenden Arbeit am häufigsten verwendeten Emissionsteiles wieder. Es besteht aus zwei nur durch die elektrischen Zuleitungen verbundenen Teile, wobei Teil A das eigentliche Emissionsteil mit dem Emissionskopf und dem davorliegenden Ofen ist, und Teil B als thermische Abschirmung für Teil A dient.

Die Zuleitungen, die vom Kryostatenflansch ausgehen, werden zunächst zur Stickstoffummantelung geführt, wo sie auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffes abgekühlt werden. Anschließend werden sie auf die Novalfassung von Teil B gesteckt. Diese Fassung ist durch einen Wärmeleitkleber mit dem Kupferteil verbunden, das durch die in Abb. 2 ersichtliche Mechanik nach außen gepreßt wird und somit für einen guten Wärmekontakt zum He-Bad sorgt. Von dort aus gehen die Zuleitungen zum Emissionskopf.

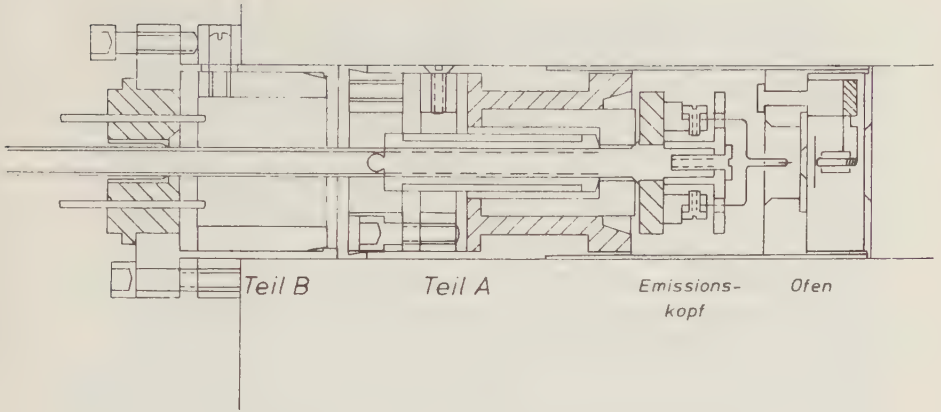


Abb. 2 Emissionsteil mit Feldemitter und eingeschwenktem Stiftofen

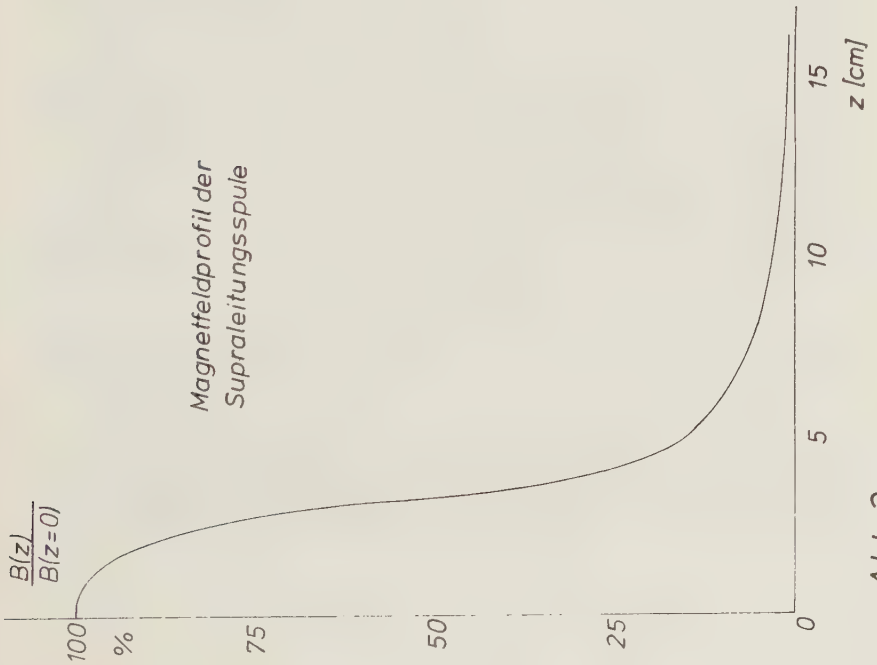


Abb. 3

Auch Teil A wird durch eine Mechanik an das umgebende Rohr gepreßt. Ein Wärmeleitkleber sorgt für einen thermischen Kontakt der Kupferteile untereinander und für die elektrische Isolation. Da bei bestimmten Behandlungsmethoden (z.B. Felddesorption, Feldverdampfung) Spannungsfestigkeiten von 30 kV wünschenswert sind, wurden Konstruktionen unter Verwendung von Saphirteilen vorbereitet. Die Spannungsfestigkeit bei Verwendung des Wärmeleitklebers lag bei 15 kV. Der Feldemitter wurde auf einen Heizbügel von ca. 3 cm Länge, bestehend aus 0,2 mm Wolframdraht, aufgepunktet. Zusätzlich wurde in der Nachbarschaft des Emitters ein W-Re-Thermoelement (0,1 mm Drähte) aufgepunktet, mit dessen Hilfe im Bereich von 300 K bis 3000 K die Emittertemperatur auf dem Heizbügel gemessen wurde. Zur Variation der Temperatur des Emitters zwischen 10 und 250 K wird die Temperatur des gesamten Emissionskopfes durch einen drahtgewickelten Heizwiderstand eingestellt. Die Temperatur wird durch Messung der Kapazität eines Keramikvielschichtkondensators bestimmt. Neben den Vorteilen der geringen räumlichen Ausdehnung (ca. $2 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$) und des niedrigen Preises haben sich diese Sensoren besonders bewährt, weil die Kapazität magnetfeldunabhängig ist und bei der Messung keine registrierbare Wärmeentwicklung auftritt. Gegenüber Thermoelementen haben sie den weiteren Vorteil, keine Referenztemperatur zu benötigen. Die Kapazität des verwendeten Kondensators, die bei Raumtemperatur ihren maximalen Wert von 0,1 F erreicht, fällt unterhalb von 200 K mit $dC/dT = 400 \text{ pF/K}$ bis 120 pF/K ab.

Der Emissionskopf mit dem darauf befestigten Emitter kann mit Hilfe des in Abb. 2 teilweise sichtbaren Gestänges G justiert werden. Die Möglichkeit, die emittierende Feldemissionsspitze bei angelegtem Magnetfeld justieren zu können, ist unverzichtbar, da bereits geringfügige Abweichungen der Emitterposition von der Magnetfeldachse ein Herausführen des Elektronenstrahles aus dem Magnet-

feld ausschließen. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß sich die Elektronen senkrecht zu Magnetfeldern auf Kreisbahnen bewegen, wobei auch bei Änderung der Magnetfeldstärke der umlaufene magnetische Fluß in erster Näherung konstant bleibt, Infolgedessen folgen die Elektronen, wenn man von dieser Kreisbewegung absieht, den Kraftlinien des Magnetfeldes. Es ist daher nicht verwunderlich, daß ein Elektronenstrahl bei Dejustierung des Emitters wegen der auseinanderlaufenden Magnetfeldlinien der Spule mit den Beschleunigungselektroden kollidiert.

3.1.2. Spule

Das Magnetfeld erzeugt eine Supraleitungsspule mit folgenden Abmessungen:

Länge	6 cm
Innendurchmesser	3 cm
Außendurchmesser	12 cm

Außen ist die Spule von einem Eisenschluß mit einer Stärke von 1 cm umgeben.

Eine Hälfte des symmetrischen Profils des Spulenfeldes ist in der Abb. 3 dargestellt. Wegen des äußeren Eisenschlusses ist das Profil feldstärkenabhängig, doch wurde auf eine genauere Vermessung verzichtet, da die ESP der verwendeten Emitter ohnehin keine Magnetfeldabhängigkeit zeigt.

Im Zentrum der Spule lassen sich Magnetfelder bis 7 Tesla mit einem Spulenstrom von 60 A erzielen. Die Stromversorgung übernahm das Gerät "Power Supply" der Firma Oxford Instruments mit einer Stabilität von 0,05 %.

3.1.3. Bedampfungssofen

Unmittelbar vor dem Emissionskopf befindet sich in der freien Öffnung der Spule ein Bedampfungssofen mit dem äußeren Durchmesser von 27 mm und einer Länge von 15 mm, s. Abb. 2.

Die Dimensionen des Ofens mußten, um noch eine Betrachtung des Feldemissionsbildes auf dem Schirm S1 zu ermöglichen, derartig klein gehalten werden. Mit dem Raummangel waren experimentelle Schwierigkeiten beim Zusammenbau und beim Betrieb des Ofens verbunden.

Verwendet wurde bei den ersten Eisenexperimenten ein Keramikofen, der später durch den Stiftofen, einem Elektronenstrahlofen, ersetzt wurde (s. Abb. 4).

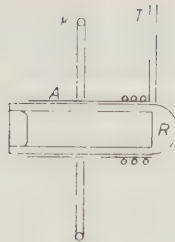
a) Keramikofen

Eine ortsfeste Schleife, bestehend aus 0,1 mm W-Draht, diente als Kathode. In sie hinein, im Abstand von ca. 5 mm von der Spitze, konnte der Keramikofen eingeschwenkt werden. Dieser bestand aus einem Keramikröhrchen mit einem Durchmesser von 1,4 mm, das an einem Ende zugeschmolzen war. Das Röhrchen war mit einem Tantalblech umwickelt, das als Anode diente und durch Elektronenbeschuß hochgeheizt werden konnte. Dieser Verdampfer wurde von einem 0,2 mm Wolframdraht getragen, der mit Hilfe von Keramikteilen auf einer drehbaren Welle befestigt war. Die Drehung erfolgte über einen Bronzedrahtseilzug.

Die Verwendung eines Keramikofens ist mit einem entscheidenden Nachteil verbunden. Der Dampfdruck von Al_2O_3 beträgt bei 1300 K bereits 10^{-5} mbar, so daß dieses Material zu einer Verunreinigung der Aufdampfschichten führt. Die hochschmelzenden Metalle wie Wolfram kamen als Ofenmaterial ebenfalls nicht in Frage, da sie mit den Übergangselementen Eisen, Kobalt und Nickel legieren. Es blieb nur noch eine Metaldampfquelle, bei der das zu verdampfende Material durch Elektronenbeschuß unmittelbar verdampft wird. Dies wurde in Form des Stiftofens realisiert.

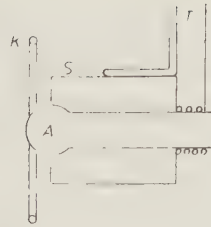
b) Stiftofen

Zunächst sei das Prinzip dieses Ofens kurz erläutert. Das zu verdampfende Material liegt in Form eines Stiftes von 5 mm Länge und einem Durchmesser von 1 mm vor. Zum



R Keramikröhrchen
K Wolframkathode
A Tantalblechanode
T Trägerdraht

Keramikofen

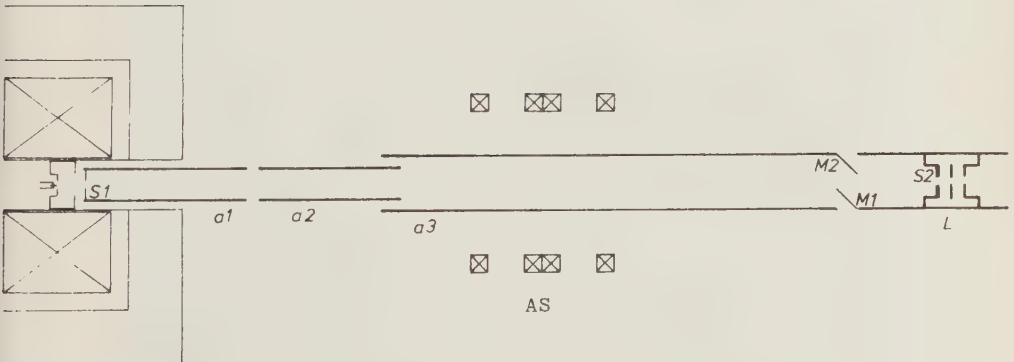


K Wolframkathode
A Anode · Stift des Verdampfungsmaterials
S Tantalblechabschirmung
T Trägerdrähte

Stiftofen

Abb. 4

Verwendete Ofenkonstruktionen



Extraktionssystem

a1, a2, a3 Beschleunigungselektroden
S1, S2 Leuchtschirme, M1, M2 Spiegel
AS Ablenkspulenpaare, L Elektronenlinse

Abb. 5

Bedampfen wird dieser Stift vor die Spitze geschwenkt und das der Spitze zugewandte Ende durch Elektronenbeschuß so erhitzt, daß es zur Dampfquelle wird.

Bei der verwendeten Ausführung wurde ein Wolframdraht von 0,2 mm Durchmesser als Träger des Stiftes gewählt, den er an einem Ende in Form einer Wendel umschloß. Dieser Trägerdraht war elektrisch isoliert mit Keramikteilchen auf einer Welle befestigt, die ebenso wie beim Keramikofen durch einen Seilzug bewegt werden konnte. Um zu verhindern, daß der Stift während des Elektronenbeschusses gänzlich zusammenschmilzt, wurde er von einem geerdeten Tantalröhrchen in einem Abstand von 1 mm umgeben. Dadurch wurde erreicht, daß nur der der Spitze zugewandte Teil des Stiftes von Elektronen getroffen wird, schmilzt und verdampft, während der geschützte Teil fest bleibt und somit in dieser Art Elektronenstrahlofen sein eigenes Trägermaterial darstellt. Mit diesem Verdampfer wurden dünne Schichten von Eisen, Kobalt und Nickel auf Wolframspitzen aufgedampft.

3.1.4. Feldelektronenmikroskop und Extraktionssystem

Das Prinzip des erstmals 1937 von E.W. Müller beschriebenen Feldelektronenmikroskops ist einfach. Vor einer Feldemissionsspitze befindet sich im Abstand von einigen cm ein Leuchtschirm. Wegen der Winzigkeit des eigentlichen Emitters (ca. $1 \mu\text{m}^3$) handelt es sich i. a. um einen Einkristall. Die emittierende Fläche der Feldemissionsspitze wird von Kristallflächen verschiedener Packungsdichte begrenzt. Deshalb kommt es im thermodynamischen Gleichgewicht zu Abweichungen von der Halbkugelform. Unterschiedliche Kristallflächen und Krümmungen bedeuten lokal unterschiedliche Austrittsarbeiten und Feldstärken, was nach der Fowler-Nordheim-Theorie wegen der richtungsabhängigen Dichten des Feldemissionsstromes zur Entstehung des Feldemissionsbildes führt. Mit modernen Mitteln ist eine

quantitative Aufnahme der Stromdichteverteilung in relativ kurzer Zeit möglich (Okano et al. 1976), doch begnügt man sich im allgemeinen mit einer qualitativen Beurteilung der visuell wahrgenommenen Leuchtdichteverteilung. Dies ist die übliche Form des Feldelektronenmikroskops. Die Feldemissionsbilder lassen wichtige Schlüsse über die Oberfläche des Emitters zu, wie sie mit keiner anderen Methode erreichbar sind. Seine Verwendung muß geradezu als eine Voraussetzung für ein Experiment, wie es in der vorliegenden Arbeit beschrieben ist, betrachtet werden. Infolge der Spulengeometrie war es notwendig, das Feldelektronenmikroskop innerhalb des Spulengehäuses unterzubringen, s. Abb. 5. Aus diesem Grunde konnte nur ein relativ kleiner Schirm von 15 mm Durchmesser verwendet werden. Er wurde an der Vorderseite des ersten Beschleunigungsrohres a1 untergebracht. Auf diese Weise konnte durch Anlegen einer positiven Spannung die Helligkeit des Feldemissionsbildes erhöht werden, ohne die Emissionsspannung verändern zu müssen. Dies war wünschenswert, da der Schirm S1 über den Spiegel M1 aus ca. 60 cm Entfernung durch das Fenster W1 betrachtet wurde. Der Schirm S1 besaß eine zentrale Öffnung von 2 mm Durchmesser, durch welche die zu untersuchenden Elektronen den Schirm passieren konnten. In zwei weiteren Beschleunigungsrohren a2 und a3 wurde die Energie der Elektronen auf ca. 15 keV erhöht, wobei die Spannungsverhältnisse so gewählt wurden, daß auf dem Schirm S2 ein fokussiertes Bild entstand. Dieses Bild konnte über den Spiegel M2 durch das Fenster W2 beobachtet werden. Der Schirm S2 stellt die Vorderseite einer Elektronenlinse dar. Über dem von elektrischen Feldern freien Raum der Elektrode a3 sind zwei mal zwei Spulenpaare angeordnet, die es ermöglichen, den Strahl parallel zu versetzen und zu neigen. Mit ihnen läßt sich daher das Bild auf S2 verschieben, so daß ein beliebiger Teil zur weiteren Untersuchung der

ESP ausgewählt werden kann, indem er auf die Eintrittsöffnung der Elektronenlinse ($\emptyset$ 1,5 mm) gelenkt wird.

3.1.5 Erläuterung der auf den Schirmen zu beobachtenden Bilder

Zur Gewinnung eines Feldemissionsbildes wird an die Spitze eine negative Spannung von einigen kV (typisch sind 2,5 kV) bezogen auf das Potential des Kryostaten gelegt. Die positive Spannung am Schirm S1 führt, abgesehen von der größeren Bildhelligkeit, wegen der fokussierenden Wirkung der Beschleunigungsstufe zu einer geringfügigen Verkleinerung des Bildes.

Beim Anlegen des Magnetfeldes beobachtet man zunächst im wesentlichen eine Drehung des dabei kleiner werdenden Feldemissionsbildes. Nach einer vollen Drehung wird es zu einem Fleck fokussiert, in dem keine Einzelheiten mehr erkennbar sind. Bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes pulsiert der Durchmesser des Bildes mit schnell abnehmender Amplitude, wobei es sich ständig dreht. Solange noch Einzelheiten erkannt werden können, beobachtet man, daß die vom Zentrum am weitesten entfernten Teile des Bildes schneller rotieren und so zu einer Verzerrung des Bildes führen.

Diese Erscheinungen seien im folgenden kurz erläutert. Nähert man das Potential in der Nähe des Feldemitters durch ein Kugelpotential

$$V = V_0 - \frac{r_0}{r}$$

mit dem Emitterpotential V_0 (z.B. 3kV) und dem Emitterradius r_0 (z.B. 10^{-6} m) an, so ist ersichtlich, daß die Elektronen nach kurzer Flugstrecke fast die Maximalenergie erreicht haben (z.B. 99 % der Maximalenergie nach 0,01 cm bei einem Emitterradius von $1 \mu\text{m}$). Weiterhin haben die Feldelektronen metallischer Emitter eine Energiebreite von ca. 0,1 eV. Daher kann für die weitere Erläuterung

eine für alle Elektronen gleiche Geschwindigkeit vom Betrage v_0 angenommen werden. Die Elektronen mögen von $r = 0$ in einen Öffnungswinkel (z.B. $0 < \theta < 45^\circ$) um die z-Achse radial mit der Geschwindigkeit v_0 starten. (Die homogene magnetische Induktion weise in die z-Richtung.) Je nach Emissionswinkel θ läßt sich die Geschwindigkeit in eine v_z - und v_s -Komponente zerlegen. Die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur z-Achse ist mit v_s bezeichnet. Während die v_z -Komponente vom Magnetfeld unbeeinflußt bleibt, führt die v_s -Komponente zu einer Zyklotronbewegung mit der Frequenz

$$\omega = \frac{e}{m} B,$$

die unabhängig von der Elektronengeschwindigkeit ist. Nach einer Periodendauer von

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

berühren die Elektronenbahnen wieder die z-Achse. Alle Elektronen mit gleichem v_z , also mit gleichem Emissionswinkel, werden nach Zurücklegen der Strecke f auf der z-Achse fokussiert.

$$f = T \cdot v_z = \frac{2\pi m v_z}{e B}$$

Die Elektronen am Rand des Feldemissionsbildes haben wegen der kleineren v_z -Komponente eine kürzere Brennweite, was sich in dem erwähnten schnelleren Drehen dieser Bildteile mit zunehmendem Magnetfeld äußert.

Ab einem Magnetfeld von 0,1 Tesla verlassen alle feld-emittierten Elektronen bei justiertem Emittor durch ein zentrisches Loch im Schirm S1 das Feldelektronenmikroskop. Das Beschleunigungsrohr a1 wurde so angeordnet, daß es nahe der Spulenmitte beginnt, wo das Magnetfeld relativ konstant ist, und endet, wenn das Magnetfeld bereits auf 2% des Maximalwertes abgefallen ist. Den steilen Abfall des Magnetfeldes durchfliegen die Elektronen elektrisch ab-

geschirmt im Innern des Beschleunigungsrohres a1. Bei den meisten Messungen der ESP, von denen hier berichtet wird, haben die Teilstrahlen ca. 30 Zyklotrondrehungen durchlaufen ($B = 1,5 \text{ T}$, Emissionsspannung $2,5 \text{ kV}$). Das auf dem Schirm S2 entstehende Bild ist also das Feldemissionsbild, bei dem die bei der Bildentstehung auf S1 erwähnten Abweichungen durch die große Zahl der Rotationen aufsummiert werden. Für die Bildentstehung ist ab 1 T im wesentlichen das Magnetfeld verantwortlich, während die elektrischen Beschleunigungsfelder (zunehmend positive Potentiale der Rohre a1, a2, a3 vorausgesetzt) nur die Größe geringfügig beeinflussen.

a) Feldemissionsbilder einkristalliner Emittter

Die Feldemissionsbilder reiner verrundeter einkristalliner Emittter bestehen aus großen symmetrischen Flecken, deren Helligkeitsverteilung im Gegensatz zu weniger geordneten und mit Adsorbaten versehenen Spitzen relativ langsam variiert. Auf dem Schirm S2 beobachtet man ab ca. 1 T im wesentlichen ein kreisrundes Bild konzentrischer Ringe, an deren äußerem Rand die Helligkeit nach außen hin zunimmt, um dann abrupt auf einen niedrigeren Wert abzufallen. Innerhalb der Ringe ist teilweise die Symmetrie des Feldemissionsbildes wiederzuerkennen. Besitzt das Feldemissionsbild, wie z.B. das 100-Bild von Ni, eine Vierersymmetrie, so beobachtet man auch in den Ringen eine Intensitätsverteilung, die an die Vierersymmetrie erinnert.

Die Entstehung dieses Bildes kann an folgendem Beispiel erläutert werden, wobei wieder der Einfachheit halber ein homogenes Magnetfeld angenommen werde. Seien bei $1,5 \text{ T}$ die unter einem Winkel von 5° zur z-Achse emittierten Elektronen auf S2 fokussiert, nachdem diese von der Spitze bis zum Schirm 30 Zyklotrondrehungen vollführt haben. Elektronen mit größeren Emissionswinkeln haben wegen der kleineren v_z -Komponente mehr als 30 Rotationen vollführt.

Aus der erwähnten Beziehung für die Brennweite

$$f = \frac{2 \pi m v_z}{e B}$$

folgt, daß die unter den Winkeln θ_n emittierten Elektronen ebenfalls ganzzahlige Zyklotronrotationen durchlaufen haben und deshalb ebenfalls auf S2 fokussiert werden.

n (Rotationen)	$\theta_n (^{\circ})$
30	5,0
31	15,4
32	20,9
33	25,1
34	28,5
35	31,4

Elektronen mit Emissionswinkeln, die im Intervall (θ_n, θ_{n+1}) liegen, treffen mit einem gewissen Abstand von der z-Achse auf S2 auf, und es gibt in diesem Intervall einen Emissionswinkel $\theta_{\max}$, der einen größten Abstand zur Folge hat. Der Radius der Zyklotronkreise ist nämlich $R = m v_s / (e B)$, so daß ein Elektron mit einem bestimmten v_s einen maximalen Abstand von $2 R$ von der z-Achse haben kann. Wegen $v_s = v_o \sin \theta$ entspricht dem Intervall (θ_n, θ_{n+1}) ein Intervall (v_{sn}, v_{sn+1}) . Die Umhüllende der Zyklotronkreise mit $v_s = v_o \sin \theta_{\max}$ stellt die helle Grenze der Ringe des auf S2 beobachteten Bildes dar.

b) Feldemissionsbilder von Aufdampfschichten

Das Feldemissionsbild von Wolframspitzen, die mit Eisen, Kobalt oder Nickel bedampft wurden, bestand häufig aus wenigen kleineren Flecken. Dieses Erscheinungsbild ist dadurch zu erklären, daß die so hergestellten Spitzen auf ihrer Oberfläche Unebenheiten aufwiesen (Jones 1974, Smith, Anderson 1971), die den Feldemissionsstrom in enge Raumwinkel konzentrierten. Je nach Größe dieser Raumwinkel

variieren die v_z -Komponenten der Teilstrahlen, was unterschiedliche Brennweiten zur Folge hat, d.h., die Abstände in denen die spiralförmigen Elektronenbahnen die z-Achse schneiden, variieren. Umfaßt z. B. der Fleck Emissionswinkel zwischen 20° und 25° zur z-Achse, so ist nach 30 Zyklotrondrehungen jeder Punkt der z-Achse Durchstoßpunkt einer Elektronenbahn. Dies entspricht etwa den Verhältnissen im Experiment, und daher wird auf dem Schirm S2 für jeden Fleck des ursprünglichen Feldemissionsbildes ein Ring beobachtet, dessen Größe vom mittleren Emissionswinkel abhängt. Wird das Magnetfeld erhöht, rotieren diese Ringe in sich und werden langsam kleiner, wobei sie aber ihre relative Lage und ihre relative Größe untereinander beibehalten.

Nun wäre eine eindeutige Zuordnung der Bildteile auf S1 ohne Magnetfeld und S2 mit Magnetfeld sehr wünschenswert, um definitive Aussagen über den Zusammenhang von Kristallrichtung und ESP der Feldelektronen machen zu können. Wie aus den Erläuterungen der Bildentstehung zu entnehmen ist, treten Überlagerungen verschiedener Emissionsrichtungen auf, so daß eine Separierung teilweise nicht mehr möglich ist.

Besteht das Feldemissionsbild aus wenigen einzelnen Flecken, lassen sich die entsprechenden Ringe einzeln untersuchen. Bei ausgedehnten Feldemissionsbildern sind Überlagerungen unvermeidbar, doch läßt sich eine Unterscheidung dadurch vornehmen, daß man achsennahe und achsenferne Teile untersucht. Da achsennahe Strahlen während der ganzen Abbildung achsennah bleiben, werden bei der Untersuchung zentraler Teile des Bildes auf S2 die Vizinalien der zentralen Emissionsrichtung erfaßt.

3.1.6. Vakuum

Die Erzeugung des Vakuums ist durch den Umstand, daß der Kryostat während des Experimentes auf einem Potential von - 100 kV liegt, erschwert. Diese Potentialdifferenz wird durch ein ca. 80 cm langes Glasrohr mit einem Durchmesser von ca. 6 cm, in dem durch eine auf Erdpotential befindliche Diffusionspumpe und eine Vorvakuumpumpe ein Vakuum von ca. 10^{-3} mbar erzeugt wird, überbrückt. Der Kryostat wird durch eine Diffusionspumpe (DI 350) und eine unterhalb des Kreuzstücks des Extraktionssystems montierte Turbomolekularpumpe (TVP 250) evakuiert. Die Kühlung dieser beiden Pumpen erfolgt durch einen Glysan-tinkreislauf, der einen Wärmeaustauscher umfaßt. Von dort wird die Wärme durch Frigenkreisläufe zweier auf Erdpotential befindlicher Kühlaggregate abgeführt, wobei die Spannungsdifferenz von 100 kV durch 2 m lange Nylon-schläuche überbrückt wird. Nach eintägigem Pumpen wird mit einer Bayard-Alpert-Röhre ein Vakuum von ca. $2 \cdot 10^{-6}$ mbar, nach Einfüllen von flüssigem Stickstoff ca. $2 \cdot 10^{-7}$ mbar und nach Einfüllen von flüssigem Helium ca. $2 \cdot 10^{-8}$ mbar gemessen. Ein Ausheizen der Apparatur war nicht möglich. Entscheidend für die hier berichteten ESP-Messungen ist jedoch das Vakuum in der Umgebung des Feldemitters, das nicht unmittelbar mit einer üblichen Meßröhre bestimmt werden kann. Daher wurde eine Abschätzung des Vakuums mit Hilfe der Feldemission vorgenommen. Zur Gewinnung eines Ultrahochvakuums bei Feldemissions-experimenten werden zuweilen kleine Glasapparaturen in flüssiges Helium getaucht, da abgesehen von Wasserstoff und Helium die Dampfdrücke aller Stoffe bei 4,2 K kleiner als 10^{-15} mbar sind (Gomer 1961). In Metallapparaturen haben andere Experimentatoren (Savage, Low 1964, Hardin et al. 1965) die Feldemissionsspitze mit heliumgekühlten Flächen umgeben und Vakua von ca. 10^{-13} mbar ermittelt. Die Spitze bei den Experimenten der vorliegenden Arbeit ist

im Zentrum des 15 cm langen Innenrohres der Umhüllung der Supraleitungsspule untergebracht, und der Innenraum ist bis auf das 2 mm-Loch im Schirm S1 völlig abgeschlossen. Zwar wurden teilweise nicht so gut wärmeleitende Materialien wie in den Apparaturen von Savage, Low und Hardin et al. verwendet, doch sind die Verhältnisse vergleichbar. Das Feldemissionsbild und die Größe des Feldemissionsstromes ändern sich durch Adsorption von Restgasen auf der Oberfläche des Emitters. Das Feldelektronenmikroskop erweist sich als sehr empfindliches Instrument zur Messung von Ultrahochvakua (de Chernatony et al. 1975, Sukonnik, Shishkin 1976). Durch Vergleich mit anderen Experimenten wurde auf ein Vakuum von ca. $3 \cdot 10^{-10}$ mbar in der hier verwendeten Apparatur (Hofmann 1977) geschlossen. Hier soll dieser Wert durch Vergleich mit dem Polarisationsexperiment von N. Müller (Müller 1975) abgeschätzt werden. Bei einem Vakuum von ca. $5 \cdot 10^{-11}$ mbar wurde mit Nickelemittern ein Verschwinden der negativen Polarisation nach ca. 10 min beobachtet. Bei dem vorliegenden Experiment liegt die Zeit zwischen 6 und 40 min, so daß der Wert von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar als maximaler Druck angegeben werden kann.

3.1.7. Isolation und Versorgung des Kryostaten

Während des Experimentes liegt der Erzeugungsteil mit dem Kryostaten auf -100 kV. Die elektrische Spannungsfestigkeit und die mechanische Stabilität werden durch vier ca. 70 cm hohe massive Porzellanisolatoren gewährleistet. Weitere 4 derartige Isolatoren tragen die Versorgungsgeräte: Hochspannungsgeräte für die Feldemission und für die Beschleunigungsstufen, Stromgeräte für die Supraleitungsspule, für die Ablenkspulen und für die Biegelheizung, Vakuummessgeräte, verschiedene Strommessgeräte, Emittertemperaturmeßinstrumente, Versorgung der Turbomolekularpumpe und Kühlkreisläufe, sowie eine Heliumkanne.

Die Stromversorgung der Geräte wird durch drei in Sternschaltung verknüpfte Isoliertransformatoren übernommen. Die übertragbare Leistung beträgt 1,2 kW. Die Diffusionspumpe wird über einen zusätzlichen 400 W-Isoliertransformator versorgt.

3.2. Nachweisteil

3.2.1. Beschleuniger

In einem achtstufigen Beschleuniger von 57 cm Länge wird die Energie der Elektronen auf 100 keV erhöht. Der in Metall-Keramik-Technik ausgeführte Beschleuniger besitzt austauschbare Elektroden mit einem Innendurchmesser von 10 mm. Die störende vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes wird durch eine Spule, die die Apparatur als Ganzes auf Erdpotential umschließt, kompensiert. Durch W3 kann auf S3 der auf dem Beschleuniger kommende Elektronenstrahl betrachtet werden. Mit Hilfe der Linse L werden die Einschußbedingungen in den Beschleuniger so verändert, daß ein möglichst paralleler Strahl zum Nachweis gelangt. Der Einschußwinkel in den Beschleuniger wird durch die Sattelspulen über α_3 korrigiert.

3.2.2. Trennventil

Um nicht die ganze Apparatur beim Einbau einer neuen Feldemissionsspitze belüften zu müssen, sind Erzeugungs- und Nachweisteil durch dieses Ventil getrennt. Da die Vakuumsysteme der beiden Teile auch unbeaufsichtigt betrieben werden mußten, war es von Vorteil, daß im Störfall bei abgesperrtem Trennventil die beiden Pumpsysteme sich nicht beeinflussen konnten.

3.2.3. Justiereinheit

Zur Vermeidung von Strahlasymmetrien bei der Mott-Streuung wird eine Justiereinheit dem Wien-Filter vorgelagert. Sie

besteht aus 4 Plattenpaaren, um Parallelversetzungen und Strahlneigungen kompensieren zu können. In der Mitte der Justiereinheit befindet sich der Schirm S3 und der Spiegel M3, die über das Fenster W3 beobachtbar sind. Die Justierung des Strahles wurde durch die Schirme S4, S5 und S6 überprüft.

3.2.4. Spindreher

Zur Transformation der longitudinalen Polarisierung eines Elektronenstrahles in eine transversale Polarisierung werden zumeist Zylinder- und Kugelkondensatoren und Wien-Filter verwendet (Frauenfelder, Rossi 1963, Farago 1965). Das Wien-Filter stellt ein Geschwindigkeitsfilter für Teilchen dar, bei dem ein homogenes elektrisches und ein homogenes magnetisches Feld von gleicher Länge aufeinander senkrecht stehen. Ein Elektron mit der Geschwindigkeit $v = E/B$ und einer Flugrichtung, die senkrecht zu beiden Feldern liegt, durchfliegt diese Feldkombination unabgelenkt, da sich die beiden Anteile der Lorentz-Kraft $K = eE + e(v \times B)$ kompensieren. Aus der Spinbewegungsgleichung nach Bargmann, Michel und Telegdi (Bargmann et al. 1959) folgt, daß währenddessen der Spin des Elektrons um die Magnetfeldrichtung mit einer Frequenz ω_s präzediert.

$$\omega_s = \frac{e g B}{2 \cdot m_0 \gamma^2}$$

Hierbei ist e die Ladung, m_0 die Ruhmasse und g der g -Faktor des Elektrons. B ist die magnetische Induktion und

$$\gamma = (1 - v/c)^{-1/2}.$$

Die Flugzeit durch die Feldkombination der Länge L beträgt $t = L/v$. Damit wird der Drehwinkel des Spins

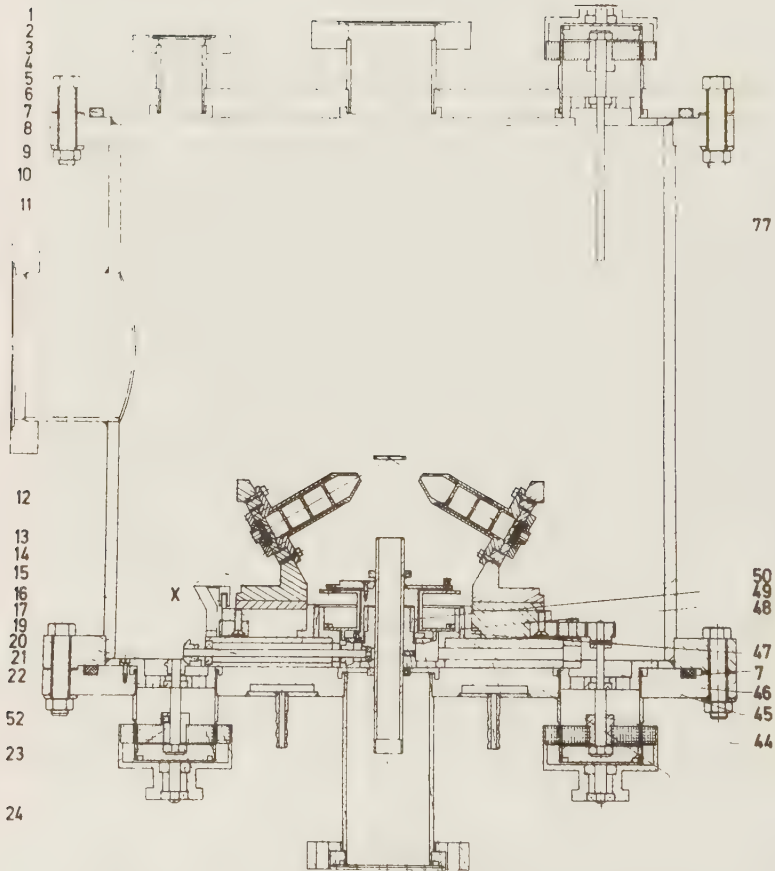
$$\theta = \frac{e g B L}{2 v m^2/m_0}$$

Ein abrupter Abfall des homogenen Magnetfeldes an den Enden des Wien-Filters läßt sich nicht realisieren. Möglichst steile Flanken wurden dadurch erreicht, daß der Elektronenstrahl in Metallrohren hoher Permeabilität magnetisch ab-

geschirmt zur Feldkombination hin- und von ihr weggeführt wird. In den dann noch verbleibenden Flanken des Magnetfeldprofils wird das elektrische Feld dem Verlauf des Magnetfeldes angepaßt, so daß die Beziehung $E / B = v = \text{const.}$ möglichst gut erhalten bleibt. Verwirklicht wurde dies dadurch, daß der Abstand der sonst parallelen Kondensatorplatten an beiden Enden zunahm und die elektrische Feldstärke entsprechend abfiel. Ein leicht divergentes Strahlenbündel wird durch die homogenen Felder des Wien-Filters astigmatisch in Richtung des elektrischen Feldes fokussiert, doch ist nach Legler (Legler 1963) durch eine Modifikation des Wien-Filters auch eine stigmatische Fokussierung möglich. Wie beim Übergang vom Zylinderfeld zum Kugelfeld eine stigmatische Fokussierung erreicht wird, gelingt dies auch beim Wien-Filter durch zylindrische Krümmung des elektrischen Potentials. Realisiert wird dies durch zylindrisch gekrümmte Kondensatorplatten; die Zylinderachsen weisen dabei senkrecht zum Magnetfeld. Das so modifizierte Wien-Filter hat sich vor allem bei der Untersuchung wenig intensiver Teile des Feldemissionsbildes bewährt, da die Intensität des Elektronenstrahls wegen der Fokussierung dann noch ausreichend war. Allerdings wurden aus fertigungstechnischen Gründen die Krümmungsradien der Kondensatorplatten etwas kleiner gewählt, als es dem theoretischen Wert entsprochen hätte. Weiterhin wurden der einfacheren Justierung wegen konzentrisch gekrümmte Platten gewählt. Genauer über das hier verwendete Wien-Filter ist der Arbeit von Hofmann (Hofmann 1977) zu entnehmen.

3.2.5. Mott-Streuer

Die für die Messung verwendete Streukammer besteht aus einem zylinderförmigen Weicheisentopf von 40 cm Länge und einem Durchmesser von 40 cm (s. Abb. 6). Der eine Flansch



25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36 37 38 39 40 41 42 70 43

Abb. 6 Mott-Streuer

der Streukammer trägt den eigentlichen Streuteil. Auf dem anderen Flansch befindet sich ein schwenkbarer Faraday-Becher, ein Beobachtungsfenster und als Justierhilfe ein Leuchtschirm (S6).

a) Streuteil

Als Basis für den mechanischen Aufbau wurde die kreisrunde Aluminiumplatte (42) verwendet. Sie ist konzentrisch mit dem Flansch verschraubt. Von einem Nadellager getragen steht ein massiver Kupferring (16) im Wärmekontakt mit der Basisplatte. Der Kupferring ist der Träger der beiden Halbleiterzähler, die sich diametral gegenüberstehen und die sich azimuthal um mehr als 360° drehen lassen. Außerdem trägt dieser Ring das Folienrad, so daß die Folien bei der azimuthalen Drehung mitbewegt werden. Der Folienwechsel erfolgt über ein Getriebe, das das mit dem Folienrad starr verbundene Malteserkreuz in 6 definierten Stellungen zu fixieren gestattet. Das Getriebe wird über eine magnetische Durchführung von außen mit Hilfe eines Schrittmotors betrieben. Ein zweiter Schrittmotor dreht über die andere Magnetdurchführung den Kupferring. Diese Mechanik wurde aus vakuumtechnischen Gründen den sonst häufig bei Mott-Streuern verwendeten Schliff- und sonstigen Dichtungen vorgezogen.

b) Magnetische Abschirmung

Der Elektronenstrahl verläßt das vor dem Mott-Streuer liegende Wien-Filter durch ein Metallrohr hoher magnetischer Permeabilität, das in ein gleichartiges Rohr (12) des Mott-Streuers ragt, so daß der Strahl magnetisch abgeschirmt geführt wird. Im übrigen dienen die Wände der Streukammer ebenfalls der magnetischen Abschirmung des Innenraumes. Das ohnehin in sich geschlossene Magnetfeld der Magnetdurchführung wird durch einen Weicheisen-deckel abgeschirmt.

c) Streufolien

Auf dem Folienrad befinden sich ein Leuchtschirm mit Fadenkreuz, drei Goldfolien und zwei Aluminiumfolien. Die Aluminiumfolien hatten eine Massenbelegung von $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und $1,12 \text{ mg}/\text{cm}^2$ und waren freitragend. Die Goldfolien waren auf Formvarfolien aufgedampft und hatten die Massenbelegung von 49,99, $211 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Der Folien-durchmesser beträgt 20 mm. Die Folienhalterungen und das Folienrad bestehen aus Aluminium, um mit der niedrigen Ordnungszahl die Streuwahrscheinlichkeit möglichst klein und die Energieverluste möglichst groß zu halten, damit nur einfach gestreute Elektronen zur Registrierung gelangen. Der Abstand der Ausschußblende im Rohr (12) zu der Folie betrug 20 mm.

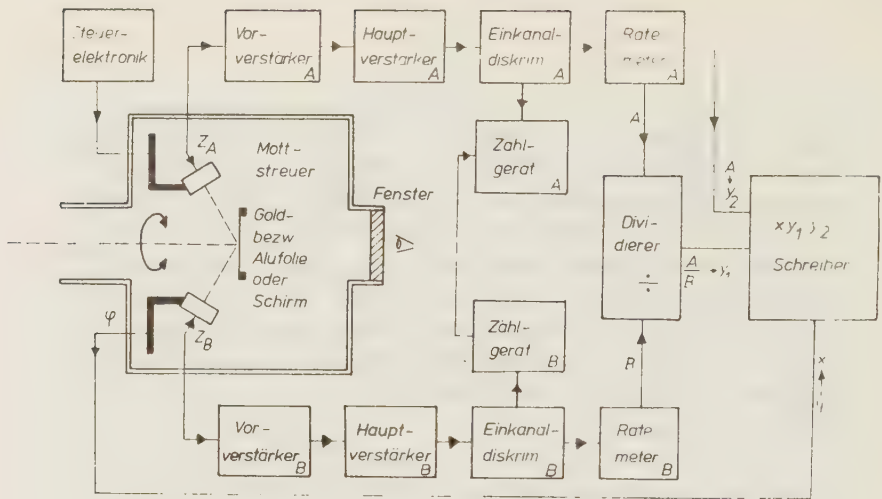
d) Nachweiselektronik

Als Zähler zur Bestimmung der Streuasymmetrie wurden Oberflächensperrschichtzähler verwendet, da ihr gutes Energieauflösungsvermögen und ihre kleinen Abmessungen bei der Mott-Streuung ein wertvoller Vorteil sind. Die Zähler sind auf einem Aluminiumblock montiert, der so geschnitten ist, daß die Zähler mit den Kollimatorauf-sätzen die um 120° gestreuten Elektronen registrieren. Aus den schon erwähnten Gründen bestehen die Kollimator-aufsätze aus Aluminium. Unmittelbar hinter den Halb-leiterzählern, ebenfalls auf dem Aluminiumblock montiert, folgen die Vorverstärker. Die kurzen Verbindungsleitungen und die Kühlung der Aluminiumblöcke und damit der Halb-leiterzähler und Vorverstärker durch Peltierkühlblöcke auf -5°C dienten der Unterdrückung des Rauschens. Die bei der Kühlung entstehende Wärme wird an die Aluminiumbasisplat-te weitergeleitet und von dort an den Flansch der Mott-Streukammer, der wassergekühlt ist, abgeführt. Das Problem die Zählimpulse von den Vorverstärkern, die mit dem Kupfer-ring mitbewegt werden, zu den Durchführungen weiterzuleiten

wurde mit einem gut gleitenden Teflonbandkabel gelöst. Dieses Bandkabel war in Teil (15) aufgewickelt. Außerhalb der Mott-Streukammer folgt mit den Hauptverstärkern, den Einkanaldiskriminatoren und Zählgeräten die übliche Nachweiselektronik. Zur automatischen Aufzeichnung des Zählratenverhältnisses der beiden Zählkanäle wurde mit einem Analogdividierer der Quotient der beiden Ratemeterausgänge gebildet und zusammen mit der Intensität mit Hilfe eines xyy-Schreibers aufgezeichnet (s. Abb. 7). Ein Beispiel solcher Maßkurven ist in Abb. 8 wiedergegeben.

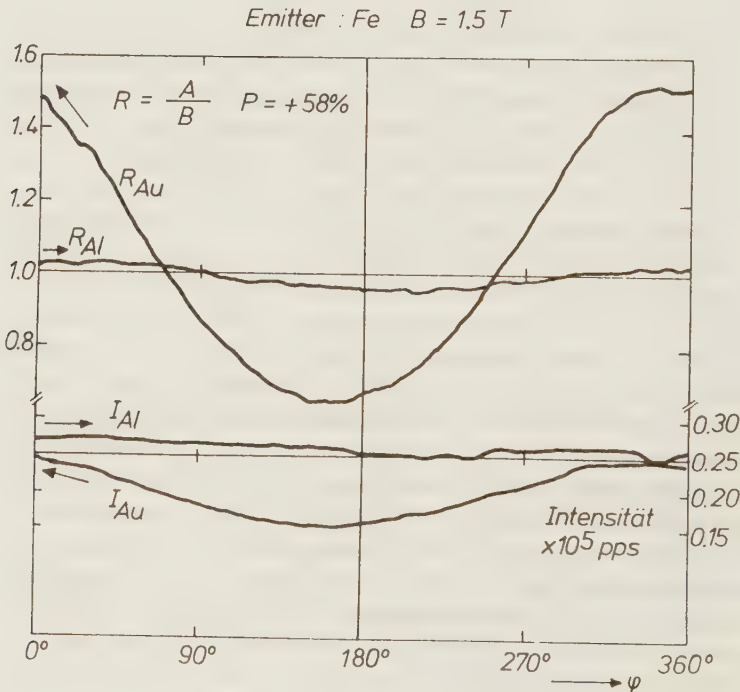
3.3. Folienherstellung

Die Trägerfolien aus Formvar (Polyvinylformal) wurden mit Hilfe einer Lösung von 2 g Formvar in 100 ml Chloroform hergestellt. Eine größere Anzahl von Objektträgern (40 Stück) wurde in senkrechter Stellung in einem Glasgefäß untergebracht und dieses Gefäß mit der Lösung gefüllt. Um eventuell vorhandene Schwebestoffe absetzen zu lassen, wurde nach ca. einer Stunde die Lösung durch eine Öffnung am unteren Teil des Glasgefäßes abgelassen. Nach fünf Minuten wurde 10 Minuten lang ein schwacher Strom von Preßluft durch das Gefäß geschickt. Die auf dem Glas zurückgebliebene Formvarschicht wurde an den Rändern mit einer Metallspitze aufgerissen und durch langsames Eintauchen in destilliertes Wasser abgelöst. Die auf der Wasseroberfläche schwimmenden Folienstücke wurden dann mit der Folienhalterung aufgefangen, vorsichtig gespannt und im Trockenschrank bei 75°C getrocknet. Eine Wägung ergab eine Stärke von ca. $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Da die Folien hygroskopisch sind, waren sie möglicherweise noch etwas dünner. Das Aufbringen der Goldschichten auf die Folien erfolgte in einer üblichen Bedampfungsapparatur. Da freitragende Formvarfolien dieser Stärke durch die Strahlung der Metaldampfquelle zerstört wurden, wurde ein Deckgläschen (0,1 mm) hinter die Folie gelegt. Durch Adhäsion legte sich die Folie dicht an das Gläschen an. Nach dem Bedampfen wurde das Deckgläschen wieder durch Eintauchen in



Blockschaltbild der Nachweiselektronik

Abb. 7



Zählratenverhältnis in Abhängigkeit von der azimuthalen Stellung des Mott-Streuers (Meßkurvenbeispiel)

Abb. 8

destilliertes Wasser abgelöst. Zur Bestimmung der Schichtdicke wurde mit den drei gleichzeitig bedampften Folien ein vorher gewogenes Deckgläschen mitbedampft und anschließend wieder gewogen. Außerdem wurde die Schichtdicke mit der üblichen Schwingquarzmethode bestimmt.

3.4. Spitzenherstellung

Die für die Feldemission notwendigen Spitzen mit Krümmungsradien von $1\text{ }\mu\text{m}$ und weniger werden i. a. durch chemische oder elektrolytisches Ätzen hergestellt; eine Übersicht ist in (Müller, Tsong 1969, Bowkett, Smith 1970) gegeben. Eine Methode besteht darin, einen dünnen Draht des Emittiermaterials an einer Stelle elektrolytisch durchzuätzen und den Ätzzvorgang in diesem Augenblick abzubrechen, um ein Abstumpfen der entstandenen Spitze zu verhindern. Die unvermeidbare Kaltverformung der Spitze durch das Gewicht des abfallenden Drahtendes oder durch aufsteigende Blasen machen diese Methode für die Herstellung von Feldionenmikroskopie- Spitzen ungeeignet (Müller, Tsong 1969). Dennoch hat die Methode eine weite Verbreitung gefunden, wobei auch versucht wurde, den erwähnten Nachteil zu beseitigen (Lira-Olivares, Washburn 1975). Das Abschalten geschah zunächst von Hand, doch bietet sich ein automatisches Abschalten geradezu an, da im Augenblick der Durchtrennung der Ätzstrom sprunghaft abfällt (Freiberg 1967, Freiberg 1969, Morgan 1967). Durch die Verwendung eines Operationsverstärkers erhält die hier verwendete Schaltung (Hofmann 1977) einen relativ einfachen Aufbau. Hervorzuheben ist die galvanische Trennung des Ätzkreises von der Abschaltetelektronik, die der Schaltung große Flexibilität beim Ätzen verschiedener Emittiermaterialien verleiht (s. Abb.9).

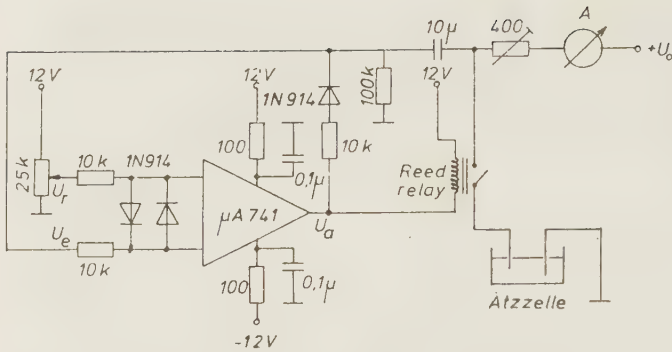


Abb.9 Elektronische Abschaltautomatik für die Herstellung von Feldemissionsspitzen durch elektrolytisches Ätzen

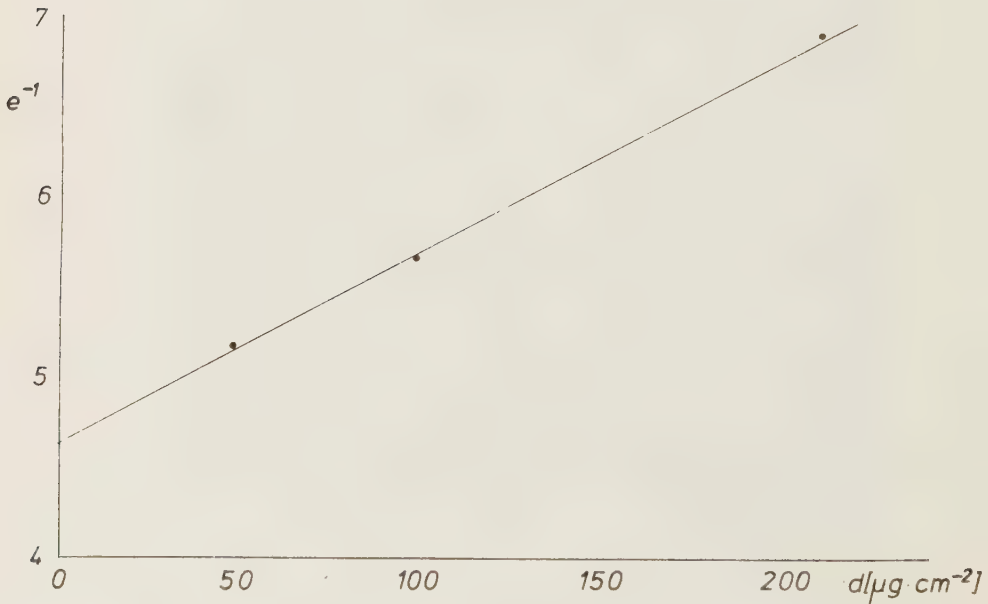


Abb.10 Reziproke Streuasymmetrie in Abhängigkeit von der Goldfolienstärke

Zunächst wird ein Wolframbügel vorbereitet, der neben der mechanischen Fixierung des Emitters den gewünschten thermischen und elektrischen Kontakt vermittelt und ein Glühen des Emitters ermöglicht. Er besteht aus einem ca. 30 mm langen Wolframdraht (0,2 mm $\varnothing$), dessen Gestalt der Abb. 2 entnommen werden kann. Diese Bügelform gestattete ein Glühen auf 2000 K auch mit Magnetfeldern von ca. 1,5 T, da die auftretenden Kräfte hauptsächlich an den kälteren und damit stabileren Bügelteilen angreifen. Der mittlere Teil des Bügels verlief hauptsächlich parallel zum Magnetfeld und war folglich fast kräftefrei. Geheizt wurde mit Gleichstrom, um ein Vibrieren des Bügels bei Verwendung von Wechselstrom zu vermeiden. Zusätzlich zum Bügel werden am Emissionskopf ein Wolfram- und ein Rheniumdraht ($\varnothing$ jeweils 0,1 mm) eingeklemmt und am vorderen Teil des Bügels angepunktet. Anschließend wurden der Bügel und das W-Re-Thermoelement bei ca. 2500 K in einem Vakuum von ca. 10^{-5} mbar ausgeheizt.

Auf den so vorbereiteten Bügel wurde im Zentrum ein mehrere mm langes Drahtstück des Emitttermaterials (W, Fe, Co, Ni) aufgepunktet. Die bei der Verwendung der elektronischen Abschaltautomatik erforderliche Einschnüren des Emittterdrahtes bildet sich bei W und Co mit den verwendeten Elektrolyten von selbst, da die Reaktionsprodukte spezifisch schwerer sind und durch ihr Absinken frischen Elektrolyten an das Drahtstück unmittelbar an der Flüssigkeitsoberfläche heranführen, während der untere Teil des Drahtendes durch die laminar nach unten strömende Schicht der Reaktionsprodukte abgeschirmt wird. Bei Ni tritt eine Aufwärtsbewegung des hier verwendeten Elektrolyten auf, die aus analogen Gründen unmittelbar an der Flüssigkeitsoberfläche zu einer Einschnürung führt. Bei Eisendrähten wurde die Einschnürung dadurch erreicht, daß vor dem Ätzen das äußerste Ende des Emittterdrahtes mit Pizein abgedeckt wurde. Nachdem die gewünschte Einschnürung oberhalb des geschützten Drahtendes geschaffen war, wurde diese Ab-

deckung entfernt und weitergeätzt, bis die Durchtrennung des Drahtes eintrat. Wie auch bei den anderen Emittermaterialien konnte durch Auf- und Abbewegen des Spiegels der Ätzlösung die Länge des Spitzenkonus beeinflußt werden. Es erwies sich als einfacher, mit einer üblichen Injektionspritze und einem Schlauch den Spiegel der Ätzflüssigkeit zu variieren als mit einer Mechanik das Emissionsteil im Stativ zu bewegen.

Die an der Kathode aufsteigenden Blasen verursachen Schwankungen des Flüssigkeitsspiegels, die zu einer Auslösung der Abschaltautomatik führen können. Um dies zu verhindern, wurde das Ätzgefäß zweigeteilt und das Verbindungsrohr mit Glaswolle gefüllt, die Schwankungen wirksam dämpfte.

In der folgenden Tabelle sind die Ätzlösungen und verwendeten Zellspannungen angegeben.

Emittermaterial	Elektrolyt	Zellspannung (Volt)
W	Kalilauge (ca. 10g in 100 ml Lösung)	7
Fe	Perchlorsäure zu Essigsäure 1:20	10
Co	10 % Salzsäure	3
Ni	Perchlorsäure zu Essigsäure 4:15	15

4. Mott-Streuung

Zur Messung der ESP wurde die in zahlreichen Fällen bewährte Methode der Mott-Streuung herangezogen. Der Mott-Effekt, die spinabhängige Elektronenstreuung an schweren Kernen, wurde 1929 von Mott mit Hilfe der Dirac-Theorie berechnet und wegen der experimentellen Anforderungen erst 1943 (Shull et al. 1943) verifiziert. In der Folgezeit wurde die Mott-Streuung zur Standardmethode des Polarisationsnachweises entwickelt. Erst in jüngster Zeit wird an einem LEED-Polarisationsnachweis gearbeitet (Kuyatt 1975).

Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung wird die elastische Streuung der Elektronen im Coulombfeld schwerer Atomkerne nicht mehr vollständig durch die Rutherford-Streuformel beschrieben. Wird ein unpolarisierter Elektronenstrahl an einem Targetmaterial mit großer Ordnungszahl gestreut, so tritt eine teilweise Polarisierung der gestreuten Elektronen auf. Sie wird durch die Sherman-Funktion S beschrieben, die von der Kernladungszahl, dem Streuwinkel und der Elektronenenergie abhängt: $S = S(\theta, Z, E)$.

Geht man von einem bereits polarisierten Strahl aus, so folgt daraus unmittelbar, daß eine asymmetrische azimutale Streuintensität zu erwarten ist, die allerdings, wie eine Symmetriebetrachtung zeigt, nur bei transversaler Polarisierung des einfallenden Strahles auftreten kann. Da wegen des Magnetfeldes am Ort des Feldemitters mit einer longitudinalen Polarisierung zu rechnen ist, wurde der bereits beschriebene Spindrehler der Mott-Streukammer vorgeschaltet. Der Elektronenstrahl kann das Wien-Filter, im Gegensatz zum Zylinder- und Kugelkondensator, auch im abgeschalteten Zustand passieren. Damit ist es mit der hier beschriebenen Apparatur möglich, alle drei Komponenten des Polarisationsvektors im Raum zu bestimmen.

4.1 Messung der Elektronenspinpolarisation durch Mott-Streuung

Prinzip

Die Mott-Streuformel erweitert die Rutherford-Streuformel durch Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung und kann in folgender Form geschrieben werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi, Z, E) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, Z, E) [1 - P \cdot S(\theta, Z, E) \cdot \sin(\phi - \phi_0)]$$

wobei P der Grad der transversalen Polarisierung mit der azimutalen Richtung ϕ_0 ist, S die sogenannte Sherman-Funktion, die das Maximum der auftretenden azimutalen Asymmetrie wiedergibt.

Weiterhin ist Θ der polare Streuwinkel,
 $\emptyset$ der azimutale Streuwinkel,
 Z die Kernladungszahl des Targetatoms
 und E die Energie des Elektrons.

Zur Bestimmung der Polarisisation eines Elektronenstrahls registrieren zwei Zähler (A und B) die azimutale Asymmetrie der unter dem Winkel Θ gestreuten Elektronen. Das Zählratenverhältnis ist für den optimalen Fall, daß die transversale Polarisisation senkrecht zur Streuebene liegt, und bei idealer Geometrie

$$R = \frac{I_A}{I_B} = \frac{1 - PS}{1 + PS} .$$

Der spinunabhängige Teil des Streuquerschnitts fällt bei der Quotientenbildung heraus.

Da die Größe der Sherman-Funktion theoretisch bestimmt worden ist, ist eine Berechnung der Polarisisation möglich.

$$P = \frac{1}{S} - \frac{1 - R}{1 + R}$$

4.2 Schichtdickenkorrektur der Sherman-Funktion

In Streufolien endlicher Dicke treten zusätzlich zu den Einfachstreuungen, die bei der Berechnung der Sherman-Funktion ausschließlich berücksichtigt werden, Kleinwinkelvielfach- und Mehrfachstreuungen auf. Dadurch wird der Absolutwert der S-Funktion verkleinert, so daß eine Schichtdickenkorrektur für die experimentiell verwendeten Streufolien notwendig wird. Die Korrektur erfolgt üblicherweise experimentiell unter Verwendung mehrerer Goldfolien bekannter Schichtdicke. Zwischen e^{-1} ($e = P.S$: Streuasymmetrie)

und der Folienschichtdicke besteht ein linearer Zusammenhang (Raith 1962).

$$e^{-1} = e_0^{-1} (1 + \alpha d)$$

In der Abb. 10 sind die reziproken Werte der Streuasymmetrien der drei verwendeten Goldfolien für einen polarisierten Strahl (Feldemitter: Eisen, Polarisation 54 %) aufgetragen. Die Ausgleichsgerade wurde zu

$$e^{-1} = 0,0106 d + 4,633$$

berechnet. Der Schnittpunkt mit der Ordinate ergibt $e^{-1} = e_0^{-1}$ für eine beliebig dünne Folie.

Wegen $e = PS$ und $P = \text{const.}$ ist

$$\frac{e_0}{e} = \frac{S_0}{S} = 1 + \alpha d$$

Unter Verwendung des theoretischen Wertes $S_0 = 0,391$ erhält man für die Goldfolie mit einer Massenbelegung von $48,5 \text{ g/cm}^2$ eine effektive Sherman-Funktion von

$$S = \frac{S_0}{1 + \alpha d} = \frac{0,391}{1 + 0,0023 \cdot 48,5} = 0,35$$

4.3 Korrekturen der apparativen Asymmetrien

Mit jeder Ausführung eines Mott-Detektors sind Asymmetrien zu beobachten, die nicht auf die Polarisation des untersuchten Elektronenstrahles zurückzuführen sind. Die Ursachen dieser apparativen Asymmetrien sind in verschiedenen Arbeiten erörtert worden; eine Übersicht findet man in (Eckstein 1970). Damit die gemessenen ESP-Werte zuverlässig sind, müssen die apparativen Asymmetrien möglichst klein gehalten und die verbleibenden korrigiert werden. Eine Elimination der apparativen Asymmetrie kann durch zwei Messungen erfolgen, bei denen sich die Meßanordnung und der Strahlenverlauf durch nichts unterscheiden, die Polarisation des Strahles aber umgepolt wird.

Dies ist in den Fällen, in denen die polarisierten Elektronen durch Einstrahlen polarisierten Lichts erzeugt werden, einfach (Pierce, Meier 1976). Aber auch in den Fällen, wo am Ort des Emitters ein Magnetfeld anliegt, wird dieses Verfahren angewandt (Busch et al. 1970), obwohl dadurch eine neue Art apparativer Asymmetrie entsteht, die Umpol-asymmetrie. In dem Experiment der vorliegenden Arbeit konnte diese Methode der Korrektur nicht angewandt werden, da ein Umpolen des Magnetfeldes einer Supraleitungsspule unvertretbar lange dauert. Da nach dem Umpolen des Magnetfeldes die Elektronenbahnen anders verlaufen und Hystereseeffekte der ferromagnetischen Emitter möglich sind, erschien diese Art der Korrektur in dem vorliegenden Fall auch nicht sinnvoll. Statt die Polarisation umzupolen, wurde das Zählratenverhältnis R der Zähler A und B von der azimutalen Stellung $\varnothing = 0^\circ$ bis $\varnothing = 360^\circ$ kontinuierlich aufgezeichnet, wobei die Streufolie stets mitgedreht wurde. Ein Teil der apparativen Asymmetrien bewegt sich gewissermaßen mit und kann deshalb eliminiert werden. Dies sind die Detektorasymmetrien:

- a) die unterschiedlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten der beiden Zählkanäle A und B, da die Daten der beiden Detektoren und der nachfolgenden Elektronik nicht völlig identisch sein können. Auch
- b) die Justierungen der Zähler weisen Fehler auf. Schließlich sind auch
- c) Fehljustierungen und Inhomogenitäten der Streufolien unvermeidlich.

Trifft ein unpolarisierter Strahl auf die Folie, werden daher die registrierten Intensitäten der Zähler A und B verschieden sein:

$$I_A = W_A I_O \quad I_B = W_B I_O$$

Zur Bestimmung der ESP des emittierten Elektronenstrahles wurden die Zählratenverhältnisse in den azimutalen Stellungen $\varnothing = 0^\circ$ und $\varnothing = 180^\circ$ gemessen. Infolge der Polari-

sation tritt nun eine Intensitätsasymmetrie δ auf, die allerdings noch eine apparative Asymmetrie ξ enthält. Somit erhält man

$$I_A = W_A I_O (1 - \delta) \quad I_B = W_B I_O (1 + \delta)$$

Die erwähnten Zählratenverhältnisse sind deshalb

$$R_{0^\circ} = \frac{I_A}{I_B} = \frac{W_A (1 - \delta)}{W_B (1 + \delta)}$$

$$R_{180^\circ} = \frac{I_A}{I_B} = \frac{W_A (1 + \delta)}{W_B (1 - \delta)}$$

Das Verhältnis dieser Verhältnisse ist frei von den anfangs aufgeführten apparativen Asymmetrien a) b) und c).

$$\frac{R_{0^\circ}}{R_{180^\circ}} = \frac{(1 - \delta)^2}{(1 + \delta)^2}$$

Strahlasymmetrien

Die apparative Asymmetrie ξ ist die Folge eines zur Drehachse des Mott-Streuer versetzten und schrägen Strahles. Nach (Brosi et al. 1962) folgt aus einer derartigen Dejustierung:

$$\frac{\Delta R}{R} = -2 \left[\frac{\partial \xi}{\partial \theta} - \frac{e^2}{1 - e^2} \frac{\partial e}{\partial \theta} \right] \Delta \theta + \frac{4 \sin \theta}{\xi} \Delta h$$

mit $R = I_A / I_B$

ξ : differentieller Wirkungsquerschnitt

e = PS die Streuasymmetrie

θ der polare Streuwinkel

ξ dem Abstand Zähler-Streufleck auf der Folie

Δh : Abweichung des Streuflecks vom Durchstoßpunkt der Drehachse des Mott-Streuers auf der Folie

$\Delta \theta$: Abweichung des polaren Streuwinkels vom Sollwert

Elektronenenergie ($E = 100 \text{ keV}$) und Streuwinkel ($\Theta = 120^\circ$) wurden bei diesem Experiment so gewählt, daß die Shermanfunktion dort ein Extremum besitzt, d. h. , das Glied $\frac{e^2}{1-e^2} \frac{\partial e}{e \partial \theta}$ verschwindet. Das letzte Glied erscheint, da eine Verschiebung des Strahles auf der Streufolie um Δh eine Änderung des von den Zählern erfaßten Raumwinkels zur Folge hat. Wegen der Abnahme der Streuintensität mit anwachsendem Streuwinkel tritt das verbleibende erste Glied auf, wobei $\Theta \pm \Delta \Theta$ der Winkel ist, unter dem die in den Zähler gelangenen Elektronen gestreut wurden.

20 mm vor der Streufolie befindet sich die ortsfeste 2 mm-Blende im Schirm S5. Sie ist zentrisch zur Drehachse des Mott-Streuers justiert. Die Blende wird bei den Messungen voll ausgeleuchtet, so daß Parallelversetzungen eines homogenen Strahles unmöglich sind. Innerhalb der statistischen Schwankungen wird bei Übereinstimmung von Strahl- und Rotationsachse, was mit Schirm S 6 überprüft werden kann, auch keine Asymmetrie beobachtet. Dagegen sind schräge Strahlen möglich, die zu einer entsprechenden Versetzung Δh auf der Folie führen. Wegen der Blenden im Einschußrohr der Mott-Kammer sind Schrägstrahlwinkel von maximal 1° möglich. Bei den Messungen war der Winkel stets kleiner als $0,5^\circ$, was einer Versetzung von weniger als 0,2 mm auf der Streufolie und von weniger als 3 mm auf dem Schirm S6 entspricht.

Der relative Fehler des Zählratenverhältnisses ist damit

$$\frac{\Delta R}{R} = -2 \frac{\partial \sigma}{\sigma \partial \theta} \Delta \theta + \frac{4 \sin \theta}{\vartheta} \Delta h$$

Da bei dem hier verwendeten Mott-Streuer Strahlversetzungen auf der Folie nur infolge eines schrägen Strahles auftreten können, wird Δh in $\Delta \theta$ umgerechnet.

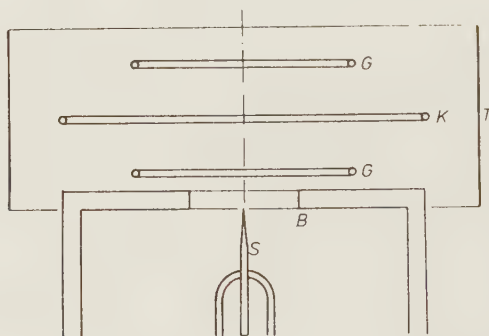
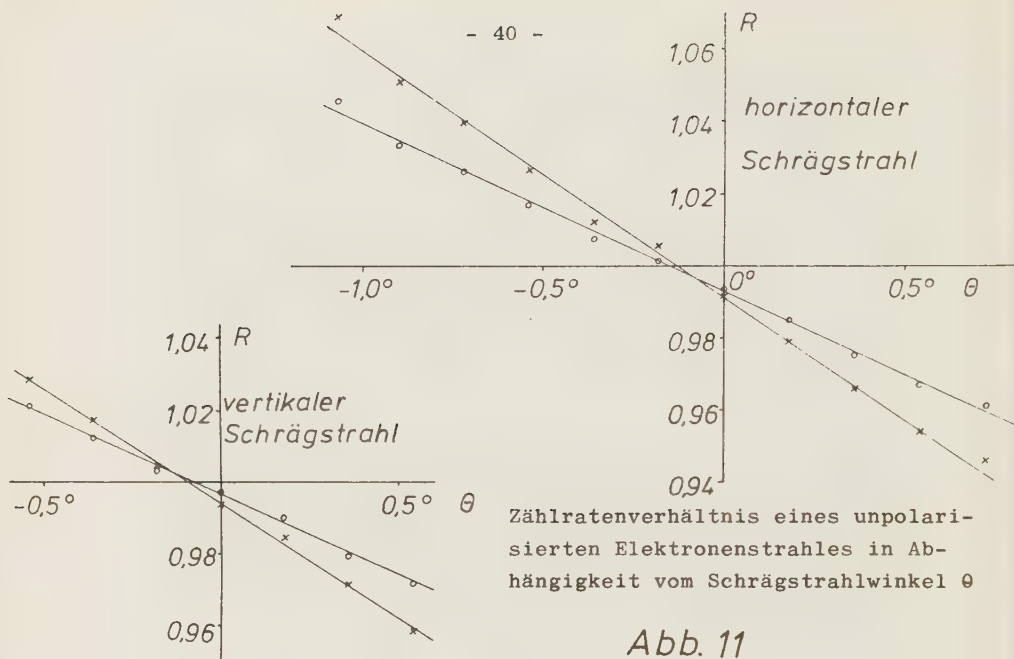
$$\Delta h = 0,35 \text{ mm} \quad \Delta \theta = 1^\circ$$

$$\frac{\Delta R}{R} = \left(-2 \frac{\partial \sigma}{\partial \theta} + 1,4 \frac{\sin \theta}{\theta} \right) \Delta \theta$$

Die beiden Glieder sind additiv ($\frac{\partial \sigma}{\partial \theta}$ ist negativ), da bei Verkleinerung des Streuwinkels durch einen schrägen Strahl der differentielle Wirkungsquerschnitt und der vom Detektor erfaßte Raumwinkel größer werden. Beide Veränderungen führen also zu einer Erhöhung der Zählrate.

Bei der numerischen Berechnung des Klammerausdrucks müssen Zwei- und Vielfachstreuungen in den Folien berücksichtigt werden. Dieses komplexe Problem ist in einigen Arbeiten (Wegener 1958, Greenberg et al. 1960, Lazarus, Greenberg 1970, Braicovich, de Michelis 1968) behandelt worden. Für eine diesem Experiment ähnliche Streugeometrie stellte Helwig (Helwig 1970) Betrachtungen an.

Hier wurde die durch einen schrägen Strahl verursachte apparative Asymmetrie experimentiell bestimmt. Verwendet wurde ein unpolarisierter Elektronenstrahl, der durch thermische Emission aus einer Wolframkathode gewonnen wurde. Dabei wurde auf dem Schirm S 6, der mit einer mm-Teilung versehen ist, der Strahl in Schritten von 1mm versetzt. Die Bewegung blieb in der von Zählern und der Streufolie gebildeten Ebene, da eine Bewegung senkrecht zu dieser Ebene bei der Betrachtung von apparativen Asymmetrien vernachlässigt werden kann (Brosi et al. 1962). Der Schrittweite entsprach eine Winkeländerung von $0,18^\circ$. Die Winkeländerung wurde in der Horizontalen und in der Vertikalen mit den entsprechenden azimutalen Zählerstellungen $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ vorgenommen. Die Ergebnisse sind in der Abb. 11 dargestellt. Aus ihr ist zu entnehmen, daß der Mittelpunkt der Millimeterteilung in der x-Richtung um $0,75 \text{ mm}$ (Horizontale, $\theta = -0,14^\circ$) und in der y-Richtung um $0,5 \text{ mm}$ (Vertikale, $\theta = -0,09^\circ$) abweicht.



- K Wolframkathode (0 kV)
 G Gitter (0,1 kV)
 S Feldemissionsspitze (2,5 kV)
 T Tantalblech (0 kV)
 B Blende (0 kV)

Abb. 12 Elektrodenanordnung für den Elektronenbeschuß

Die Steigungen der Verhältniskurven in Abhängigkeit vom Strahlwinkel sind für Aluminium größer als für Gold. Das Verhältnis der Steigungen ist $m_{\text{Au}}/m_{\text{Al}} = 0,7$. Mit Hilfe dieser experimentellen Ergebnisse lassen sich die Schrägstrahlasymmetrien korrigieren.

Das Zählratenverhältnis kann auf folgende Weise angenähert werden:

$$R = \frac{1 - \delta'}{1 + \delta'} = \frac{1 - \delta}{1 + \delta} \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} = \frac{1 - \delta - \varepsilon}{1 + \delta + \varepsilon}$$

mit δ' gemessene Asymmetrie
 δ Mott-Asymmetrie
 ε Schrägstrahlasymmetrie.

Die Detektorasymmetrien seien durch die bereits beschriebene Quotientenbildung eliminiert. Im ungünstigsten Fall führt bei der maximalen Schrägstrahlasymmetrie von $\varepsilon = 0,03$ diese Näherung zu einem zusätzlichen relativen Fehler von $\Delta P/P = 1, 3\%$. Wegen der Unsicherheit von S fällt dieser Fehler nicht ins Gewicht.

Auch Aluminium zeigt einen Mott-Effekt, der ca. 7 % des Wertes von Gold beträgt (Lin 1964). Mit Hilfe von Kobaltmessungen dieser Arbeit wurde der Wert mit $(8 \pm 2)\%$ bestimmt. Der für die hauptsächlich verwendete Goldfolie bestimmte S_{Au} -Wert ist 0,35, so daß für die verwendete Aluminiumfolie $S_{\text{Al}} = 0,028$ folgt.

Die Korrektur der Asymmetriemessung mit der Goldfolie kann auf folgende Weise geschehen.

a) für große Polarisationen (von mehr als 20 %)

Aus dem unkorrigierten Asymmetriewert der Goldmessung wird der zu erwartende Mott-Asymmetriewert der Aluminiummessung abgeschätzt: $\delta_{\text{Al}} \approx 0,08 \delta'_{\text{Au}}$. Die noch nicht korrigierte Schrägstrahlasymmetrie der Goldmessung wird hierbei unberücksichtigt gelassen, da sie im weiteren Verlauf der Korrektur durch die Vorfaktoren das Ergebnis unwesentlich beeinflusst (6 % der Goldschrägstrahlasymmetrie, die höchstens eine Polarisierung von 4 % vortäuscht).

Die Schrägstrahlasymmetrie der Aluminiummessung ist nun leicht zu bestimmen:

$$\varepsilon_{Al} = \delta'_{Al} - 0,08 \delta'_{Au}$$

Damit ist die Schrägstrahlasymmetrie der Goldmessung ebenfalls bekannt:

$$\varepsilon_{Au} = 0,7 \varepsilon_{Al} = 0,7 \delta'_{Al} - 0,056 \delta'_{Au}$$

Die Korrektur der Asymmetriemessung ergibt also schließlich:

$$\delta_{Au} = \delta'_{Au} - 0,7 (\delta'_{Al} - 0,08 \delta'_{Au})$$

b) für kleine Polarisationsgrade (unter 20 %)

Hier ist die Korrektur einfacher, da die Mott-Asymmetrie der Aluminiumfolie ($\delta_{Al} < 0,006$) vernachlässigt werden kann. Die Asymmetrie der Aluminiummessung stellt also bereits die Schrägstrahlasymmetrie dar.

$$\varepsilon_{Al} = \delta'_{Al}$$

Die Korrektur der Goldmessung ergibt daher:

$$\delta_{Au} = \delta'_{Au} - 0,7 \delta'_{Al}$$

5. Meßergebnisse

5.1. Eisen

Die ersten Versuche polarisierte Elektronen durch Feldemission zu gewinnen, wurden mit dem Emittter Eisen unternommen (Pimbley, Müller 1962, v. Issendorff, Fleischmann 1962). Diese Wahl wurde wegen der magnetischen Eigenschaften dieses Elementes getroffen, da für eine hohe Elektronenspinpolarisation eine hohe Sättigungsmagnetisierung erfolversprechend erschien. Die mechanischen und kristallographischen Eigenschaften machen Eisen allerdings zu einem schwierigen Feldemitter.

Die Reinigung der Oberfläche des chemisch unedlen Elements durch einfaches Hochheizen, wie dies bei den hoch-

schmelzenden Materialien, z. B. Wolfram und Molybdän möglich ist, scheidet aus, da Karbide und Oxide von Eisen höhere Schmelzpunkte besitzen als das reine Element. Weiterhin wird eine Temperaturbehandlung des Eisenemitters oberhalb von ca. 1200 K durch zwei Phasenumwandlungen gestört.



Die Phasenumwandlungen verursachen Deformationen der auf ca. 1 μm $\emptyset$ geätzten Feldemissionsspitzen, die in zahlreichen Fällen auch zur Zerstörung der Emitter führen. Trotz dieser Schwierigkeiten konnten mit Eisen interessante Ergebnisse erzielt werden, deren genauere Untersuchung erst bevorsteht.

Die im folgenden wiedergegebenen Resultate der Messungen an Eisen wurden mit massiven Spitzen und Aufdampfschichten gewonnen

5.1.1. Eisenspitzen ohne Vorbehandlung

Die hier verwendeten Eisenspitzen wurden durch elektrolytisches Ätzen aus polykristallinen Drähten von 0,2 mm $\emptyset$ gewonnen. Nach Abschluß des Ätzvorganges wurden die Spitzen sofort aus dem Elektrolyten entfernt, mit dest. Wasser gespült und in den Kryostaten eingebaut. Nach dem Evakuieren der Apparatur und dem Abkühlen des Emissionsteiles wurden bei Magnetfeldern von 1,5 T Polarisationswerte von weniger als 10 % gemessen. In ca. 80 % der Fälle lagen die ESP-Werte unter 3 %. Da die Emission dieser mit Oxiden bedeckten und unverrundeten Spitzen instabiler als die thermisch vorbehandelten Spitzen ist, sind die Meßwerte mit einem größeren Fehler behaftet (ca. $\Delta p = 3\%$).

Beim ersten Anlegen der Feldemissionsspannung wurde häufig ein kurzer Stromstoß beobachtet, der sich in einem kurzem Aufleuchten des Schirmes äußerte. Infolge dieses Stromstoßes

wurden die Spitzen stumpfer als in den Fällen, in denen die Spitzen zunächst geglüht wurden. In der verwendeten Apparatur bestand nicht die Möglichkeit, massenspektrometrisch die Zusammensetzung der Oberflächenverunreinigung zu bestimmen.

5.1.2. Geglühte Eisenspitzen

Zur Gewinnung von indizierbaren Feldemissionsbildern müssen die Spitzen verrundet werden. In Ausnahmefällen ist es auch gelungen, durch Heizen reine Eisenbilder herzustellen (Richter, Schmidt 1969), so daß auch die hier verwendeten Emitter geglüht wurden. Dabei ergaben sich deutliche Änderungen der Polarisation des Feldemissionsstromes.

Von 5 untersuchten Spitzen fielen zwei nach den ersten Glühversuchen aufgrund der Phasenumwandlungen aus. Zwei Spitzen zeigten Polarisationswerte über 30 %, nachdem der Wolframbügel, auf den die Spitzen aufgepunktet sind, auf Temperaturen von ca. 1300°C ca. 10 s lang gehalten worden ist. Bei der Spitze, die den maximalen Wert von 42 % zeigte, hatte die Temperaturerhöhung auf ca. 1200°C nicht genügt, um die Polarisation über den Wert von 10 % zu erhöhen. Die Polarisationswerte zeigten eine zeitlich abnehmende Tendenz. Eine fünfte Spitze, mit der nur wenige Messungen aufgenommen werden konnten, lieferte bereits nach einer Temperaturerhöhung des Bügels auf 800°C eine Polarisation von 18 %, die allerdings nach ca. 2 min wieder auf 7 % abgefallen war. Die hier beobachteten individuellen Unterschiede der ESP haben zweifellos ihre Ursache in der nicht völlig beseitigten Verunreinigung der Spitzen. Aber auch die kristallographische Umstrukturierung scheint Folgen zu haben. Vor allem schlanke Spitzen mit kleinem Öffnungswinkel waren nach der thermischen Behandlung zu bizarren Gebilden verändert worden.

5.1.3. In Wasserstoff geglühte Eisenspitzen

Eine Eisenspitze wurde vor dem Einbau in die Apparatur 5 min lang in $1 \cdot 10^{-4}$ mbar Wasserstoff bei ca. 1300 °C geglüht. Nach dem Abpumpen und einem nochmaligen Glühen auf dem erwähnten Wert zeigte diese Spitze einen maximalen Polarisationsgrad von 50 %. Gegenüber den nicht in Wasserstoff geglühten Spitzen war die Polarisation deutlich stabiler und lag im Durchschnitt bei 38 %. Das Feldemissionsbild zeigte eine 4-er Symmetrie ((100)-Orientierung). Dieses Bild konnte aber nicht als das Feldemissionsbild einer sauberen verrundeten Eisenspitze angesehen werden, da z. B. die Ausdehnung der Flecken zu klein war.

5.1.4. Nachspitzen von Eisenemittern

Nachdem die thermische Behandlung von Eisenemittern häufig zu deren Zerstörung führte und der Einbau eines neuen elektrolytisch geätzten Emitters mit einem erheblichen Zeitaufwand verbunden ist (Aufwärmen des Kryostaten, Herstellung eines neuen Emitters, Einbau des Emissionsteiles, Evakuierung der Apparatur, Abkühlung der Supraleitungsspule und des Emissionsteiles) wurde der Versuch unternommen, Emitter in situ herzustellen bzw. nachzuspitzen. Verschiedene Experimentatoren haben Verfahren untersucht, die sich auf zwei Methoden, die Kathodenzerstäubung und eine thermische Behandlung des Emitters in Anwesenheit eines elektrischen Feldes, reduzieren lassen.

a) Kathodenzerstäubung (Sputtering)

1937 wurde von E.W. Müller (Müller 1937) erstmals entdeckt, daß der Krümmungsradius von Feldemissionsspitzen durch ein Ionenbombardement verkleinert werden kann. Emittiert eine Spitze in Anwesenheit eines Gases (10^{-3} mbar Hg, Ar, Ne usw.), so werden unmittelbar vor der Spitze durch die Feldelektronen positive Ionen erzeugt, die zur Spitze hin

beschleunigt werden und die Oberfläche des Emitters abtragen (Janssen, Jones 1971). Dieses wirksame Verfahren, das auch zur Reinigung von Emitteroberflächen geeignet ist, konnte in der verwendeten Apparatur nur beschränkt angewandt werden, da bei 4,2K, der Temperatur der Kryopumpe, alle für die Kathodenzerstäubung in Frage kommenden Gase in kondensierter Phase vorliegen.

Das Verfahren von Walls et al. (Walls et al. 1974) verwendet eine separate Ionenquelle, setzt also keine emittierende Spitze voraus. Dieses als Ionenätzen bezeichnete Verfahren dürfte besonders bei der Herstellung von halbleitenden Feldemittern von Interesse sein, bei denen das elektrolytische Ätzen oft mit großen Schwierigkeiten verbunden ist.

b) Thermische Behandlung in Anwesenheit eines elektrischen Feldes

Die von Drechsler und Prulhiere (Drechsler, Prulhiere 1970) angegebene Methode, Spitzen durch Elektronenbeschuss herzustellen oder zu regenerieren, erschien besonders vorteilhaft. Die Elektronen eines thermischen Emitters treffen mit einer Energie von ca. 2 keV auf das Ende des noch stumpfen Emitterdrahtes, das dem Strom entsprechend aufgeheizt wird. Je nach Stärke des Drahtes und der Ausgangsform wird nach Stunden oder Minuten die Bildung einer Spitze beobachtet. Leider behinderte der Platzmangel im Innern der Magnetfeldspule den Einsatz dieses Verfahrens. Die Temperaturverteilung auf der Spitze war sehr von der Geometrie der Elektroden abhängig, so daß das Anspitzen nicht allein durch die Elektrodenspannung und den Elektronenstrom bestimmt war. Im eingebauten Zustand war mit den zur Verfügung stehenden Mitteln eine Überprüfung des Temperaturgradienten auf der Spitze unmöglich, so daß der Prozeß des Anspitzens schwer zu kontrollieren war. Ein weiterer ungünstiger Umstand war die Notwendigkeit, die Emitter in möglichst kurzer Zeit anzuspitzen. Es sollte

Erwärmung des ganzen Spuleninnenraumes durch den Elektronenbeschuß vermieden werden, da damit eine Verschlechterung des Vakuums verbunden ist. Die aus diesem Grunde gewählte hohe Spitzentemperatur, bis nahe an den Schmelzpunkt, führte in einigen Fällen auch zur Zerstörung des Emitters. Von 10 unternommenen Versuchen verliefen 3 erfolgreich.

Die Bildung einer Emissionsspitze durch Elektronenbeschuß hängt mit einer Erscheinung zusammen, die ebenfalls erstmals von E. W. Müller (Müller 1938) bemerkt wurde. Bei hinreichend hoher Temperatur des Feldemitters beobachtet man im Feldelektronenmikroskop ein "build up", d. h. an bestimmten Stellen erhöht sich durch das angelegte Feld die Krümmung der Spitze. Liegt kein Feld an, werden die Spitzen auf Grund der Oberflächenspannung stumpfer. Dieser Tendenz kann ein starkes elektrisches Feld entgegenwirken, ja es kann sogar überwiegen und zum Wachsen von Makrospitzen Anlaß geben. Damit zusammenhängende Probleme sind z. B. in (Dyke et al. 1960, Kim et al. 1974, Pavlov et al. 1975) behandelt.

Die Temperaturerhöhung, die den Materietransport an der Spitze durch Oberflächendiffusion ermöglicht, erfolgt in den meisten Fällen durch Glühen des Heizbügels, auf dem der Emitter aufgepunktet ist. Aber auch durch Laserlicht aufgeheizte Wolframdrähte bilden bei angelegtem elektrischen Feld eine Spitze aus (van der Mast et al. 1974), so daß auch auf diese Weise in situ Feldemissionsspitzen hergestellt werden können. Wie auch durch reine thermische Behandlung Spitzen gewonnen werden können, ist in einer neueren Arbeit (Binh et al. 1976) beschrieben.

Es wurden verschiedene Elektrodenanordnungen für den Elektronenbeschuß getestet; die in Abb. 12 dargestellte ist auch verwendet worden. An die Spitze wurde eine Spannung von + 2,5 kV gelegt. Als Kathode diente ein 0,1 mm Ø Wolframdraht, der mit einem Strom von 1,8 A geheizt wurde. Der Anodenstrom wurde durch Variation der Gitterspannung

(ca. + 100 V) geregelt. Aus den schon beschriebenen Gründen wurde die Spitzentemperatur bis an die Schmelztemperatur heran erhöht. Der Öffnungswinkel des kegelförmigen Spitzenschaftes war nach dem Beschuß in den meisten Fällen vergrößert. Die mit Elektronenbeschuß behandelten Eisenspitzen zeigten den höchsten mit Eisen gemessenen Polarisationsgrad, er betrug 80 %. Im Vergleich zu den mit Bügelheizung ge-
glühten Spitzen war die ESP wesentlich stabiler. Die hohen Polarisationsgrade konnten über einen Zeitraum von 2 Stunden verfolgt werden.

Das Feldemissionsbild, daß die hohe Polarisation lieferte, zeigte einen Ring mit einer 4-er symmetrischen Intensitätsverteilung. Obwohl bei kubischen Kristallen damit auf die 100-Kristallrichtung geschlossen werden kann und das Bild an ein 100-fcc- Eisenwhisker-Bild erinnerte, kann wegen der geringen Auflösung nichts Definitives gesagt werden. Der Ring hatte einen Durchmesser von ca. 2 mm und der Schirm wurde aus ca. 60 cm in Durchsicht betrachtet, d.h., man betrachtet das Feldemissionsbild durch die Leuchtschicht hindurch, womit ein Verlust an Auflösung verbunden ist.

Mit einer zweiten Spitze wurde kurzzeitig eine negative Polarisation (Minoritätselektronen) von - 13 % beobachtet. Es war die einzige Messung, die nach Elektronenbeschuß einen negativen Wert ergab. Nach einem weiteren Elektronenbeschuß erschien ein Build-up-Feldemissionsbild einer 100-Spitze, doch kann wiederum nichts Definitives über die Reinheit der Oberfläche gesagt werden. Der Polarisationsgrad lag stabil bei 40 %.

Eine dritte Spitze zeigte erst nach häufigerem Beschuß eine Polarisation zwischen 32 und 35 %.

5.1.5. Eisenbedampfte Eisenspitze

Die Schwierigkeiten, Eisenemitter zu reinigen und thermisch zu behandeln, führten zu den Versuchen, Eisen auf Wolframspitzen aufzudampfen. Ein derartiges Experi-

ment wurde schon von Melmed (Melmed 1967) durchgeführt, und auch dieses gab Hinweise auf die Neigung der beiden Elemente, miteinander zu legieren, eine Tatsache, die aus der Metallaufdampftechnik wohlbekannt ist.

Um auszuschließen, daß beim Tempern die Eischicht mit der Wolframunterlage legiert, und um Erfahrungen zu sammeln, welche Polarisationsgrade mit Eisenaufdampfschichten zu erwarten sind, wurde zunächst eine Eisenspitze mit Eisen bedampft.

Seitliches Bedampfen von Spitzen führt i.a. zu asymmetrischen Feldemissionsbildern. Aus diesem Grunde wurde die Spitze zentral von vorn bedampft. Dazu wurde die Eisendampfquelle vor die Spitze geschwenkt und durch Elektronenbeschuß hochgeheizt. In der Literatur wird häufig angegeben, daß beim Herstellen dünner Schichten, Eisen aus einer Wolframspirale heraus verdampft wird (Melmed 1967). Da bei den ersten Tests Öfchen, die aus 0,06 mm Wolframblech bestanden, stets mit dem Eisen zusammenschmolzen, wurde als Trägermaterial Aluminiumoxid gewählt. Dazu wurde ein Keramikröhrchen (1,4 mm Außendurchmesser, 1 mm Innendurchmesser, 5 mm lang) an einem Ende mit einer Acetylenflamme zugeschmolzen. Außen wurde es teilweise mit einem Wolframblech umgeben, das bei Elektronenbeschuß auf ein positives Potential gelegt wurde. Gefüllt wurde das Röhrchen mit einem 4mm langen Eisendraht von 1mm Durchmesser (Koch & Light). Damit beim Erhitzen durch das Entgasen das Öfchen nicht der ganze flüssige Inhalt herausgedrückt wurde, wurde das zugeschmolzene Rohrende angeschliffen, so daß ein Loch von ca. 0,1 mm Durchmesser entstand. Ähnlich wie bei den massiven Spitzen wurde nach dem Tempern der bedampften Eisenspitzen auf ca. 1250°C eine Polarisation zwischen 30 und 41 % gemessen, die mit der Zeit langsam absank. Im Unterschied zu den Eisenspitzen wurden aber auch größere negative Polarisationsgrade zwischen - 11 und - 27 % gemessen. Während einer Phase starker Fluktuation der Polarisation wurden auch Asymmetrien beobachtet, die einer Polarisation von max. 54 % entsprachen.

5.1.6. Eisenbedampfte Wolframspitzen

a) Eisendampfquelle: Keramikofen

Als Substrat wurden bei diesem Versuch elektrolytisch geätzte Wolframspitzen, die die übliche 110-Verzugsrichtung zeigten, verwendet.

Eisen wurde aus dem gleichen Keramikofen verdampft, wie er auch zum Bedampfen der Eisenspitze verwendet wurde. Die durch Glühen gereinigten Wolframspitzen emittierten in Magnetfeldern bis 3 T keine polarisierten Elektronen. Die mit eisenbedampften Wolframspitzen gemessenen ESP-Werte lagen zwischen -21 und +46 % und damit im gleichen Intervall wie die Werte der bedampften Eisenspitze. Die negativen Werte wurden häufig beobachtet, wenn die Spitze frisch bedampft und nicht getempert wurde. In einem Fall trat die negative Polarisation nach einer Felddesorption auf.

b) Eisendampfquelle: Stiftofen

Um eine Verunreinigung der Aufdampfschichten durch das bei den ersten Aufdampfversuchen verwendete Trägermaterial (Al_2O_3) zu vermeiden, wurde bei den weiteren Versuchen die bereits beschriebene Ofenkonstruktion benutzt, die ein Verdampfen des Eisens durch Elektronenbeschuß ermöglichte. Als Substrat wurden wiederum 110-Wolframspitzen verwendet.

Die Messungen der Polarisation, die unter den üblichen Bedingungen ($B = 1,5 \text{ T}$, $T = 10 \text{ K}$) erfolgten, ergaben Polarisationsgrade zwischen -23 % und +71 %. Die Werte lagen deutlich höher und waren stabiler als die Werte, die unter Verwendung des Keramikofens erzielt worden sind.

Die bei 91 Messungen beobachteten 4 negativen Werte traten entweder kurz nach dem Bedampfen der Wolframspitzen oder nach einem build-up auf. Sie waren vergleichsweise instabiler.

5.1.7. Mögliche Adsorptionerscheinungen

Wie später bei den Nickelmessungen ausgeführt wird, kommen als Restgase in dem Kryovakuum um die Spitze nur Wasserstoff und Helium in Frage. Wasserstoff wird auf Eisen chemisorbiert (Shanabarger 1975), und diese Chemisorption hat auch eine Änderung der Magnetisierung zur Folge (Artyukh et al. 1972). Sie müßte sich im allgemeinen in einer Änderung der ESP der Feldelektronen äußern, da ein Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen besteht. Ob allerdings der bei einigen Messungen auftretende anfängliche Abfall der ESP, s. Abb. 13, auf eine Wasserstoffadsorption zurückgeführt werden kann, bleibt noch zu untersuchen, da andere Messungen eine konstante oder sich sprunghaft ändernde ESP zeigen, während wieder andere wegen der Instabilität keine Aussage zulassen. Die Ursache dieser unbefriedigenden Situation ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß die Messungen nicht stets von den gleichen definierten Anfangsbedingungen ausgingen, von reinen Feldemissionsbildern des Eisens nämlich, deren kristalline Orientierung dann wohlbekannt sind. Dieser weitgehend in den Eigenschaften des Eisens begründete Umstand wäre durch die Verwendung von Eisen-Whiskern als Emitter zu umgehen. Abgesehen von der Möglichkeit, auf diese Weise saubere Eisenemitter herzustellen (Gomer 1961), ist auch die Untersuchung der beiden Modifikationen des Eisens, des fcc- und des bcc-Eisens möglich, wobei für die zu erwartende ESP von Interesse ist, daß die fcc-Modifikation antiferromagnetisch ist ($T_N = 50 \text{ K}$ (Gonser et al. 1963, Abrahams et al. 1962, Asano, Yamashita 1971)).

5.1.8. Magnetfeldabhängigkeit der ESP der Feldelektronen aus Eisen

Die Magnetfeldabhängigkeit der ESP von irgendwie behandelten massiven Eisenemittern oder auf Wolframspitzen aufgedampften Eischichten unterschied sich nicht. In der Abb. 14

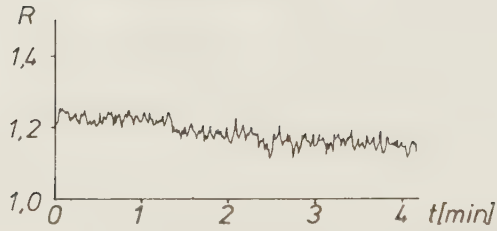


Abb.13 Abnahme des Zählratenverhältnisses nach thermischer Behandlung (450°C, 2min) einer eisenbedampften W-Spitze

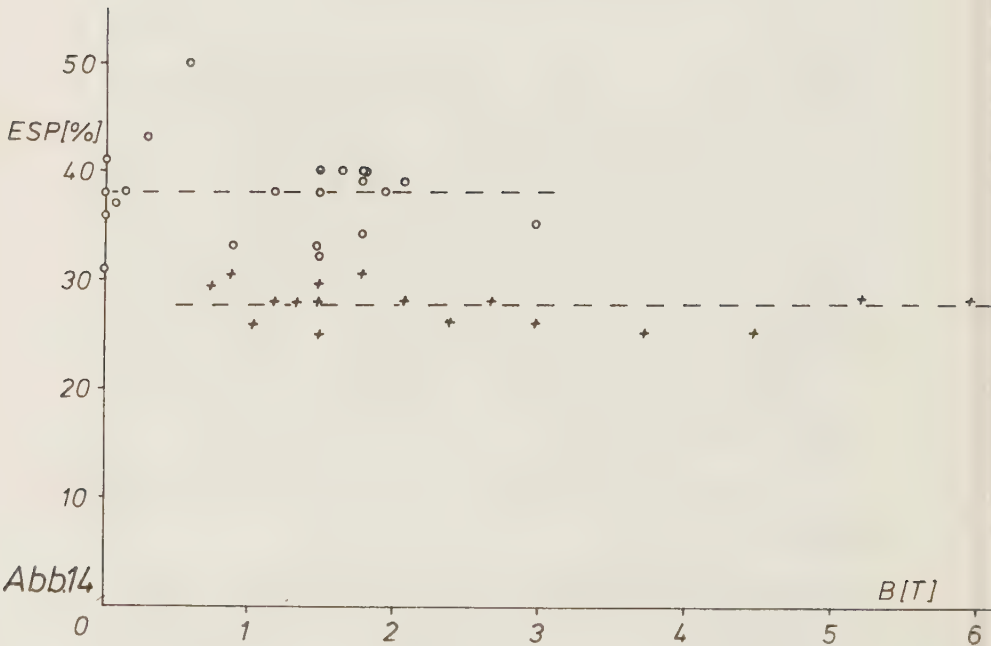


Abb.14

Magnetfeldabhängigkeit der ESP zweier Eisenspitzen

sind die gemessenen ESP-Werte zweier Eisenspitzen in Abhängigkeit vom Magnetfeld dargestellt. Beide Spitzen wurden zuvor auf 1300°C geheizt. Die gestrichelten Geraden stellen die Mittelwerte der ESP für die jeweiligen Spitzen dar. Bei der Meßreihe mit den höheren Polarisationsgraden waren auch Messungen ohne Magnetfeld möglich. Der Polarisationsgrad blieb beim Absenken des Magnetfeldes unverändert, wobei die bei höheren Feldern im wesentlichen longitudinale Polarisation unterhalb von 0,1 T in eine transversale überging. Die Richtung der transversalen Polarisation in der zum Magnetfeld transversalen Ebene ist zufällig und dürfte mit der Magnetisierungsrichtung der sogenannten Abschlußdomänen bei massiven Eisenemittern und mit der Vorzugsrichtung der Magnetisierung dünner Schichten zusammenhängen. Die Schwankungen der ESP-Werte um den Mittelwert haben, wenn man von den statistischen absieht, ihre Ursache darin, daß im Feldemissionsbild mehr oder weniger unterschiedliche Polarisationsgrade zu beobachten sind. Mit der Änderung der Magnetfeldstärke variieren aufgrund der geänderten elektronenoptischen Abbildung die bei den Messungen erfaßten Teile des Bildes, so daß die größere Streuung beobachtet wird.

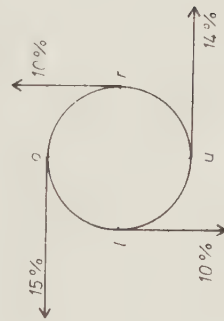
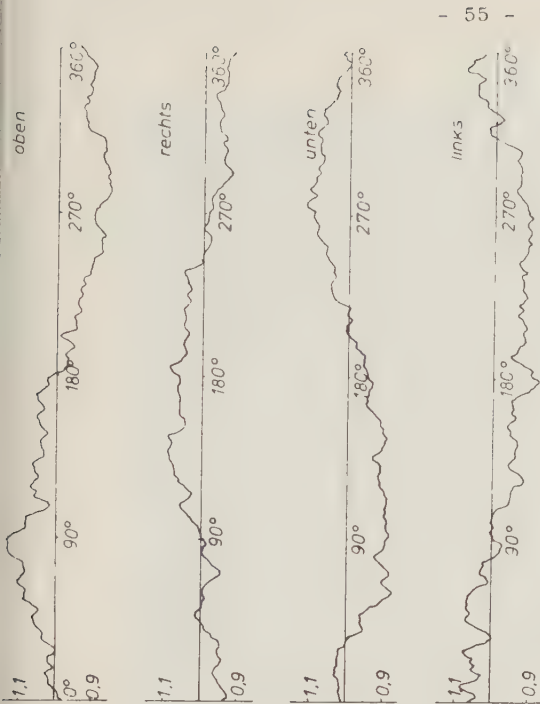
5.1.9. Querkomponente der ESP

Die Feldemission erfolgt bei Polarisationsexperimenten i. a. im Magnetfeld einer Spule. Selbst wenn der Spin aller Elektronen im Augenblick der Emission parallel zur Emitterachse zeigte, so tritt doch beim Durchlaufen der Elektronenbahn abhängig vom Emissionswinkel eine Bewegung der Polarisationsrichtung auf (Eckstein, Müller 1975). Bei der Untersuchung von Aufdampfschichten waren häufig die Emissionsrichtungen auf enge Raumwinkel beschränkt, im Feldemissionsbild waren also wenige kleine Flecken zu beobachten. Nach dem Verlassen des Magnetfeldes waren dann auf S2 gleich viele Kreise zu beobachten. Wurde nun die Querkomponente

der ESP in einem einzelnen Kreis untersucht, stellte man die wohlbekannte, dennoch nicht triviale Tatsache fest, daß die Zyklotronfrequenz mit der Larmorfrequenz zusammenfiel, d. h., daß im Kreis die Polarisationsrichtung z. B. stets nach außen zeigte, s. Abb. 15. Das geringfügige Vor-eilen des Spins aufgrund der Anomalie des Elektronenspins ist selbstverständlich innerhalb eines Umlaufs nicht festzustellen. (Rich, Wesley 1972).

5.1.10. Bemerkungen zu den Eisenmessungen

Die Experimente der vorliegenden Arbeit haben erstmalig an Eisen hohe Polarisationsgrade feldemittierter Elektronen nachgewiesen. Dieses Ergebnis hat damit zur Klärung einer seit Jahren offenen Frage beigetragen und theoretische Überlegungen über die Ursache des Ausbleibens der ESP bei Eisen (Obermair 1968) gegenstandslos gemacht. Zwar ist es nicht gelungen, die Untersuchungen an reinen Feldemissionsbildern von Eisen vorzunehmen, doch muß berücksichtigt werden, daß allein die Gewinnung derartiger Bilder mit außergewöhnlichen Schwierigkeiten verbunden ist (Richter, Schmidt 1969). Auch das Bedampfen von Wolframspitzen mit Eisen ist eine mit Problemen behaftete Technik, mit der sich nicht so ohne weiteres indizierbare Feldemissionsbilder herstellen lassen. (Melmed, Carroll 1970) Bewußt wurde bei den Bedampfungen der vorliegenden Arbeit ein Wolframträger der Eisendampfquelle, der zur Verunreinigung der Eisendämpfe führen kann (Melmed 1967), vermieden und eine saubere Elektronenstrahldampfquelle verwendet. Daß auch nach mehrfachem (z.B. 10-fach) Bedampfen des Emitters mit einer solchen Quelle die hohen Polarisationsgrade erzielt werden konnten, ist nur dadurch zu erklären, daß reines Eisen diese ESP liefert. Nachdem bisher alle ferromagnetischen Materialien, deren Feldelektronen auf ihre ESP hin untersucht wurden, auch meßbare Polarisationsgrade geliefert haben, liegt die Vermu-



Querkomponente der ESP

Abb. 15

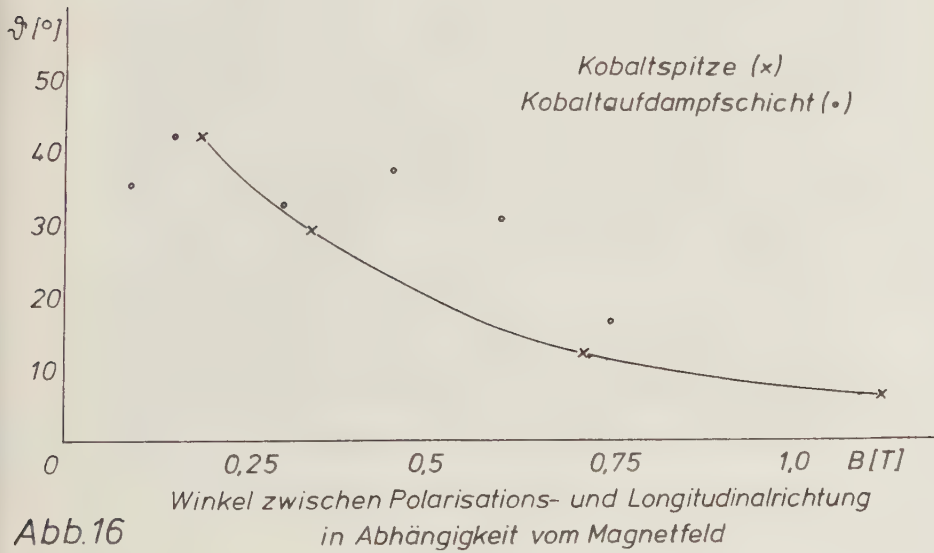


Abb. 16

tung nahe, daß auch die ferrimagnetischen Verbindungen des Eisens polarisierte Elektronen emittieren. Bestärkt wird eine derartige Annahme durch die ESP-Messungen der Photoelektronen aus Fe_3O_4 (Alvarado et al. 1976), bei denen in Abhängigkeit von der Photonenenergie ESP-Werte von -30 bis +50 % festgestellt wurden. Der maximale negative Wert wird übrigens mit Photonenenergien unmittelbar oberhalb der Photoschwelle gemessen. Ob auch die seltenen negativen ESP-Werte der Feldelektronen auf Eisenoxid zurückzuführen sind, wäre noch zu untersuchen.

Für die Oberflächenphysik (Oberflächenmagnetismus, -bandstruktur) wäre die Kenntnis des Zusammenhanges von Emissionskristallrichtung und ESP von großem Interesse. Die kristalline Ordnung reicht aber nicht in jedem Fall bis zur Oberfläche eines verrundeten Feldemitters. Mit Hilfe des höherauflösenden Feldionenmikroskops beobachtet man, daß die 111-Richtung des bcc-Eisens atomar uneben bzw. amorph (Nishikawa, Müller 1966) ist. Wie entscheidend die kristalline Ordnung für die magnetischen Eigenschaften und damit die ESP ist, wird durch die Tatsache, daß fcc-Eisen bei tiefen Temperaturen antiferromagnetisch ist, demonstriert. Zwar ist es nicht möglich durch Abschrecken von γ -Eisen (fcc) die fcc-Struktur eines Feldemitters einzufrieren (Nishikawa, Müller 1966) doch bleibt die fcc-Struktur dünner Schichten im Kontakt mit einkristallinen Kupferflächen (Wright 1971) oder kleiner Einschlüsse im Kupferkristallgitter (Gonser et al. 1963) erhalten. Im Falle von Eisenaufdampfschichten, bei denen die Bildung zahlreicher kristalliner Inseln beobachtet wird (Melmed, Carroll 1970), erscheint daher die Schwankungsbreite der ESP-Werte der Feldelektronen plausibel zu sein. Die in Einzelfällen beobachtete sprunghafte Änderung wäre durch eine Änderung der kristallinen Ordnung erklärbar. Darüberhinaus ist mit unterschiedlichen ESP-Werten in den verschiedenen Emissionskristallrichtungen zu rechnen.

5.2. Kobalt

Über die Untersuchung der Polarisierung der Feldelektronen aus Kobalt sind bisher keine Publikationen anderer Autoren erschienen. Zwar sind zwei Versuche (Chrobok 1968, Gipp 1974) unternommen worden, die ESP von unbehandelten Kobalt-Feldemittern zu messen, doch waren die Ergebnisse wegen der für Feldemissionsexperimente unzureichenden Vakuums aus heutiger Sicht unbefriedigend.

Kobalt besitzt wie Eisen einen relativ niedrigen Schmelzpunkt (1807 K (Fe), 1768 K (Co)), weshalb auch Kobalt durch einfaches Heizen i. a. nicht zu reinigen ist. Ebenfalls wie beim Eisen findet bei Temperaturerhöhung eine Phasenumwandlung statt; die hcp-Struktur des Kobalt geht bei 690 K in die fcc-Struktur über. Nach dem Abkühlen bleibt die fcc-Struktur kleiner Kobaltteilchen (Müller, Scholten 1966) und auch von Feldemissionsspitzen (Krause, Stark 1967) erhalten, obwohl bei massiven Proben die Umwandlung zur hcp-Struktur erfolgt. Nicht nur aus diesem Grunde ist die Gewinnung von Feldemissionsbildern der hcp-Modifikation, für die man sich naturgemäß zunächst interessiert, schwierig. Die Zahl der in Feldionen- und Feldelektronenbildern beobachteten Gitterfehler ist auffallend groß (Nishikawa, Müller 1966, Krause, Stark 1967) so daß die mechanische Festigkeit der Spitzen erheblich herabgesetzt ist und sie häufig zerstört werden (Krause, Stark 1967). Durch Feldverdampfung konnten Emitter gewonnen werden, deren Feldionenbild gleichzeitig teils hcp- und teils fcc-Struktur zeigten (Nishikawa, Müller 1966).

5.2.1. Massive Kobaltspitzen

Bei den Experimenten der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch, Polarisationsmessungen an massiven Kobaltemittern vorzunehmen, mit vier Spitzen unternommen. Bis auf eine wurden alle bei der thermischen Behandlung zerstört.

Die Reinigung der Spitzen wurde durch Glühen in $2 \cdot 10^{-4}$ mbar Wasserstoff und durch Sputtering (10^{-7} A Emissionsstrom bei 4,5 kV Emissionsspannung) mit $1 \cdot 10^{-4}$ mbar Neon versucht. Ein reines 111-Bild der fcc-Struktur konnte aber bis zum Abkühlen des Kryostaten auf die Temperatur des flüssigen Heliums nicht gehalten werden. Die so behandelte Kobaltspitze zeigte positive Polarisationswerte bis maximal +47%.

5.2.2. Kobaltbedampfte Wolframspitzen

Zur Herstellung eines Kobaltemitters, der eine größere Festigkeit als die massiven Kobaltspitzen aufwies, wurden Wolframspitzen mit Kobalt bedampft. Die Wolframspitzen zeigten die übliche 110-Orientierung und wurden durch einfaches Hochheizen gereinigt. Kobalt wurde aus dem bereits beschriebenen Stiften verdampft.

Im Gegensatz zu der massiven Kobaltspitze, die nur positive ESP-Werte lieferte, wurden nach dem Bedampfen der Wolframspitzen mit Kobalt zunächst nur negative Polarisationswerte beobachtet. Der maximale Wert war -35 %. Ein Tempern bis ca. 700°C führte häufig zu einem Umschlag zur positiven Polarisation. Die maximale positive Polarisation war +37 %, jedoch wurde die negative Polarisation etwa im Verhältnis 4:1 häufiger beobachtet.

5.2.3. Stabilität der gemessenen Polarisation

Sowohl für die positive als auch für die negative Polarisation liegen Langzeitmessungen vor, bei denen die Polarisationswerte in ca. einer halben Stunde nur um $\Delta P = 1\%$ abnahm ($-27 \rightarrow -26\%$, $+35 \rightarrow +34\%$). Andererseits gibt es auch Messungen, bei denen sich die ESP zeitlich ändert ($1\%/1\text{min}$, $0,4\%/1\text{min}$). In Analogie zu den Messungen an Nickel ist möglicherweise die Adsorption von Wasserstoff für diese Änderungen verantwortlich, da durch sie die Magnetisierung von Kobalt erniedrigt wird (Dalmon et al. 1972).

5.2.4. Magnetfeldabhängigkeit der ESP der Feldelektronen aus Kobalt

Befand sich der Kobaltemitter in Magnetfeldern von mehr als 1 T, wurde stets eine im wesentlichen longitudinale Polarisation beobachtet, d. h., der Polarisationsvektor zeigte parallel oder antiparallel zur Magnetfeldrichtung. Die noch vorhandenen kleinen Querkomponenten des Polarisationsvektors ($P_{\perp} < 0,2 P$) dürften im wesentlichen durch die elektronenoptische Abbildung hervorgerufen werden (Eckstein, Müller 1975).

Wurde das Magnetfeld abgesenkt, so wurde bereits ab ca. 0,8 T ein Anwachsen des Winkels φ zwischen der Magnetfeld- und Polarisationsrichtung festgestellt, das aber von Meßreihe zu Meßreihe verschieden schnell erfolgte. In Abb. 16 ist dieser Winkel φ für eine Aufdampfschicht und die massive Kobaltspitze aufgetragen.

Eine gewisse Schwierigkeit tritt bei kleinen Magnetfeldern auf, da dann die fokussierende Wirkung des Magnetfeldes geringer ist. Aus diesem Grund fällt zunächst die zum Nachweis gelangende Strahlintensität ab. Unter 0,1 T trifft der Strahl teilweise auf den Schirm S1, und dieser Anteil, der also die Probeöffnung nicht passiert, ist für den Polarisationsnachweis verloren. Mit abgeschaltetem Magnetfeld liegt die Probenöffnung zuweilen in äußerst intensitätsschwachen Teilen des Feldemissionsbildes, insbesondere bei der häufig auftretenden seitlichen Emission bedampfter Wolframspitzen. Daher beginnen die Messungen der Abb. 16 erst bei endlichen Magnetfeldern. Eine kürzere Meßreihe konnte auch mit $B = 0$ abgeschlossen werden, und in diesem Fall war nur noch eine transversale Komponente der Polarisation vorhanden.

5.2.5. Bemerkungen zu den Kobaltemessungen

Bei dem Versuch der Deutung der Meßergebnisse sind die magnetischen Eigenschaften von Kobalt in Betracht zu ziehen.

Im Gegensatz zu den Magnetisierungskurven der kubischen Modifikationen von Eisen und Nickel sind diejenigen der hcp-Modifikation von Kobalt in ausgeprägter Weise kristall-anisotrop (Kaya 1928). Die hexagonale Achse stellt die weiche Magnetisierungsrichtung dar, während in der Basis-ebene Kobalt schwer magnetisierbar ist. In dieser Richtung sind Felder von mehr als 0,8 T notwendig, um die Sättigungsmagnetisierung zu erreichen. Diese Anisotropie ist überdies temperaturabhängig. Bei Temperaturen über 250°C wird die zuvor leichte zur schweren Magnetisierungsrichtung. (Honda, Masumoto 1931). Das Verhalten der fcc-Modifikation von Kobalt ist weniger kompliziert und ähnelt dem der kubischen Modifikationen von Eisen und Nickel (Sucksmith, Thompson 1957).

Diese Eigenschaften des Kobalt mit den Meßergebnissen in Zusammenhang zu bringen, ist allerdings nicht ohne weiteres möglich, da die Emissionsbedingungen nicht hinreichend definiert waren. So konnten bei den Aufdampfschichten die Emissionsrichtungen nicht mit Hilfe der Feldemissionsbilder identifiziert werden. Sogar die Kristallstruktur der Aufdampfschichten ist nicht allein durch die Temperatur bestimmt. Die fcc-Struktur ist bei dünnen Schichten auch unterhalb der Umwandlungstemperatur stabil, bei der massive Proben in die hcp-Modifikation übergehen (Collins, Heavens 1957).

Dennoch kann kaum ein Zweifel bestehen, daß das Verhalten der Polarisationsrichtung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke auf die Kristallanisotropie zurückzuführen ist. Die Unterschiede verschiedener Meßreihen wären dann auf die jeweilige Kristallorientierung der Kobaltschicht und den unterschiedlichen Winkel der Schichtnormalen auf der Spitze zur Magnetfeldrichtung zu erklären.

Aufgrund der vorgenommenen ESP-Messungen scheint folgende Hypothese möglich: Kobaltemitter mit hcp-Struktur emittieren Elektronen mit vorwiegend negativer ESP, Emitter mit fcc-Struktur mit vorwiegend positiver ESP.

Für diese Hypothese sprechen folgende Argumente:

1. Die Kobaltspitze mit der 100-fcc-Orientierung zeigte nur positive ESP-Werte. Zwar war die Oberfläche nicht ganz sauber, und es ist nicht völlig angeschlossen, daß die Verunreinigung sogar das Vorzeichen umdrehte, doch scheint dies wenig wahrscheinlich zu sein, da die wie bei Nickel mögliche Adsorption von Wasserstoff nicht zu so dramatischen Änderungen der ESP führte (z.B. Vorzeichenwechsel der ESP).
2. Die frisch bedampften Wolframspitzen zeigten eine negative Polarisierung. Die Kristallstruktur von Kobaltaufdampfschichten hängt wesentlich von der Substrattemperatur ab. Ist diese hinreichend tief (kleiner 340°C (Doyle, Flanders 1964)), besitzen die Schichten die hcp-Struktur. Es besteht also durchaus Anlaß zu der Annahme, daß die negativen ESP-Werte der hcp-Struktur zugeordnet werden müssen.
3. Nach dem Tempern von Aufdampfschichten auf ca. 700°C nahm häufig die zuvor negative Polarisierung einen positiven Wert von vergleichbarer Größe an. Oberhalb von 417°C ist, wie schon erwähnt, die fcc-Modifikation stabil, die aber im Falle dünner Schichten beim Abkühlen unter diese Temperatur erhalten bleibt. Dies spricht für die Hypothese, daß die positive ESP dann gemessen wird, wenn die fcc-Struktur vorliegt.

5.3. Nickel

5.3.1. Nickelbedampfte Wolframspitzen

In Analogie zu den ESP-Messungen an Eisen- und Kobaltaufdampfschichten wurden Wolframspitzen mit Nickel bedampft. Das Nickel ($\text{Ni} > 99,997\%$, Koch-Light) wurde aus dem bereits beschriebenen Stiftofen verdampft. Die Wolframspitzen besaßen die übliche 110-Orientierung. Der Feldemissionsstrom der gereinigten Wolframspitzen zeigte keine ESP. Die Messungen der Polarisierung der

Aufdampfschichten wurden 1-2 min nach dem Bedampfen vorgenommen. Etwa die Hälfte dieser Anfangswerte lag um null, während der Rest etwa gleichverteilt Werte zwischen -7 und +8 % ergab. Spätere Polarisierungswerte waren nur positiv bis 16 %.

Bei der Herstellung der Aufdampfschichten wurde i. a. die Wolframspitze innerhalb von 10-60 sec. mit einer Schicht von größenordnungsmäßig 100 nm.Dicke bedampft. Im Vergleich zu den Untersuchungen von epitaktischen Schichten mit Hilfe des Feldelektronenmikroskops wurde damit innerhalb einer kurzen Zeit eine dicke Schicht aufgebracht. Dies hatte folgende Gründe:

a) Das Vakuum in der Umgebung der Spitze wird durch heliumgeköhlte Flächen erzeugt. Um eine Verschlechterung des Vakuums durch Aufwärmen dieser Flächen nach Möglichkeit zu vermeiden, wurde eine kurze Bedampfungszeit angestrebt.

b) Um bei diesen ersten Experimenten die Ergebnisse nicht durch schichtdicken- und substratabhängige Effekte der magnetischen Eigenschaften dünner Schichten zu komplizieren, sollte die Schichtdicke so groß sein, daß es sich um einen quasimassiven Emitter handelte. Obwohl die ESP-Messung der Feldelektronen zur Untersuchung solcher Effekte hervorragend geeignet erscheint, wären für derartige Experimente erhebliche Änderungen der vorhandenen Apparatur erforderlich. Insbesondere wäre für ein noch besseres Vakuum zu sorgen, da in der vorhandenen Version eine Wasserstoffbelegung bei tiefen Temperaturen nicht vermieden werden kann, eine Tatsache, die auch bei anderen Experimenten, die oberflächenempfindlich sind, zu berücksichtigen ist.

Anderson und Smith (Smith, Anderson 1971) beobachteten bei ihren Untersuchungen über das epitaktische Aufwachsen von Nickel auf Wolframspitzen, daß einkristalline Nickelschichten nur dann gebildet wurden, wenn die auf die emittierende Fläche aufgebrachte Schicht ca. 50 Atomlagen nicht überschritt. Weiterhin beobachteten sie, daß sich sehr

oft gleichzeitig mehrere Kristallisationszentren bildeten, so daß unregelmäßige polykristalline Schichten entstanden, und daß die Kristallisationszentren vornehmlich an den peripheren 110-Ebenen lagen. Infolgedessen gab das Feldemissionsbild nur Teile der Kristallite wieder, da die Feldstärke zum Schaft hin abnimmt.

Diese Erkenntnisse erklären die Tatsache, daß keine indizierbaren Feldemissionsbilder bei den dicken Aufdampfschichten dieses Experimentes beobachtet wurden. Die ebenfalls oft beobachteten seitlichen Emissionen führten wegen der räumlichen Enge im Emissionssystem dazu, daß ohne Magnetfeld die feldemittierten Elektronen den Leuchtschirm nur teilweise oder gar nicht trafen.

In einem Falle wurde nach dem Tempern einer Nickelaufdampfschicht auf 400°C eine 111-Kristallstruktur im Feldemissionsbild sichtbar. Das Feldemissionsbild bestand aus 6 kreisrunden voneinander isolierten Flecken, die auf einem Kreis liegend symmetrisch um die 110-Richtung der Wolframspitze angeordnet waren. Ein ähnliches Bild nach Jones und Martin (Jones, Martin 1974) hatte eine Dicke von mehr als 60 atomaren Lagen. Über die Sauberkeit des Emitters kann aber keine Angabe gemacht werden, da die Beobachtung von kleinen Strukturen des Feldemissionsbildes schwer ist (ein Schirm mit 15 mm Ø wird aus 60 cm Entfernung in Durchsicht betrachtet). Weiterhin ist eine Wasserstoffbelegung auf Nickel ohnehin schwer zu erkennen (Wortmann et al. 1957). Nach den Messungen mit massiven Nickel-emittern dürfte es sich um einen wasserstoffbelegten Kristallit gehandelt haben, da er ESP-Werte von +12 % zeigte.

5.3.2 Massive Nickelspitzen

Die Gewinnung reiner Feldemissionsbilder von Nickel ist in einer Arbeit von Gomer beschrieben (Gomer 1953). Hier wurde zunächst versucht, die Nickelspitzen durch Feld-

desorption (bis 15 kV) und Heizen zu reinigen. Nachdem diese Behandlung nicht zu dem gewünschten Erfolg führte, wurde die Reinigung der Spitzen durch Glühen in Wasserstoff erprobt.

Dazu wurde die Apparatur auf $2 \cdot 10^{-7}$ mbar evakuiert und der Emitter mit den umgebenden Teilen auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs abgekühlt. Durch ein glühendes Nickelröhrchen (15 cm lang, 1,4 mm Ø, 0,2 mm Wandstärke) wurde daraufhin in die Apparatur Wasserstoff eingelassen. Wegen der guten Wärmeleitung des Wasserstoffs erwärmte sich das umgebende Glasrohr und mußte mit einem Ventilator gekühlt werden. Die günstigere Lösung, bei der sich das Nickelrohr im Vakuum befindet und der Wasserstoff aus dem Inneren des Röhrchens ins Vakuum hinausdiffundiert, wäre nicht so einfach zu realisieren. Bei einem Strom von ca. 25 A stellte sich in der Apparatur ein Wasserstoffdruck von $4 \cdot 10^{-4}$ mbar ein. Bei diesem Druck wurden die Spitzen, die elektrolytisch aus polykristallinem Nickeldraht geätzt und auf einen Wolframbügel gepunktet worden waren, geglüht. Jeweils nach einigen Minuten wurde bei dem erwähnten Wasserstoffdruck das Feldemissionsbild kontrolliert. Zeigte es die für Nickelbilder zu erwartende Symmetrie mit etwa gleichmäßiger Intensität, wurde der Wasserstoff abgepumpt und in den folgenden 1-2 Stunden der Emitter und die Umgebung auf Heliumtemperatur abgekühlt. Im Endvakuum von ca. $2 \cdot 10^{-10}$ mbar, das die Spitze umgab, genügte dann ein einfaches Hochheizen auf 1300 K für 10 sec, um reine Feldemissionsbilder sichtbar werden zu lassen. Die 111- und 100-Orientierungen traten etwa gleich häufig auf.

Bei der Messung der ESP wurden zumeist die achsennahen Strahlen untersucht, d. h., es wurde die Polarisierung der Vizinalien der 111- bzw. 100-Richtung gemessen. Wegen der bereits erläuterten Überlagerung der Teilstrahlen stellen die gemessenen ESP-Werte mehr oder weniger Mittelwerte dar. Bei der Untersuchung äußerer Teile des im

Magnetfeld veränderten Feldemissionsbildes wurden die äußeren Teile des ursprünglichen Feldemissionsbildes erfaßt, die folglich auch von den achsennahen Teilen abweichende Ergebnisse liefern.

Ca. 1 min nach dem Glühen der Nickelspitzen wurden für die 111-Spitzen ESP-Werte zwischen -5 und -2 % und für die 100-Spitzen zwischen 0 und +3% gemessen. Im weiteren Verlauf wurde eine zeitliche Änderung der Polarisierung zu positiven Werten hin beobachtet. Dabei tritt nicht nur ein Verschwinden der Polarisierung oder ein Vorzeichenwechsel auf (Müller 1975), sondern die Polarisierung wächst auf Werte von 13 %. In der 100-Richtung liegen die Endwerte zwischen 13 und 15 %, in der 111-Richtung zwischen 10 und 13 %, s. Abb. 17 a und 17 b.

Bei den tiefen Temperaturen kann eine kontinuierliche Änderung der Polarisierung nur durch Adsorption erklärt werden. Als Adsorbat kommt, wie im folgenden ausgeführt wird, nur Wasserstoff in Frage, so daß die Polarisierungsänderung wie in (Müller 1975) auf die Adsorption dieses Gases zurückgeführt werden muß. Ein expliziter Beweis durch eine massenspektrometrische Methode konnte nicht vorgenommen werden.

Nach Einlassen von Wasserstoff (10^{-6} mbar) zeigte eine vollständig belegte 111-orientierte Spitze (s. Abb. 20) einen Polarisierungsgrad von +5,4 %.

5.3.3. Magnetfeldabhängigkeit der Polarisierung aus Nickel

Eine Abhängigkeit des Betrages der ESP vom Magnetfeld konnte nicht festgestellt werden, s. Abb. 18. Dies galt für Aufdampfschichten als auch für die beiden Orientierungen der massiven Spitzen. Auch die ESP wasserstoffbelegter Spitzen war magnetfeldunabhängig. Die auftretenden Schwankungen sind auch in diesem Fall darauf zurückzuführen, daß bei einer Magnetfeldänderung andere Teile des Feldemissionsbildes zum Nachweis gelangen, die ja wegen der unterschiedlichen Emissionsrichtungen auch andere Polarisierungsgrade aufweisen. Erst unterhalb von 0,1 T geht die longitudinale Polarisierung in eine transversale über.

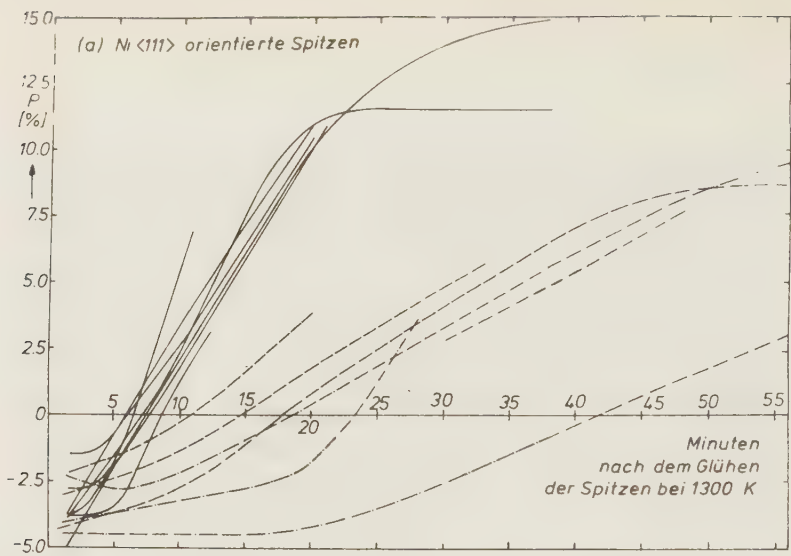


Abb. 17a

Änderung der Elektronenspinpolarisation von 111-orientierten Nickelspitzen durch Wasserstoffbelegung

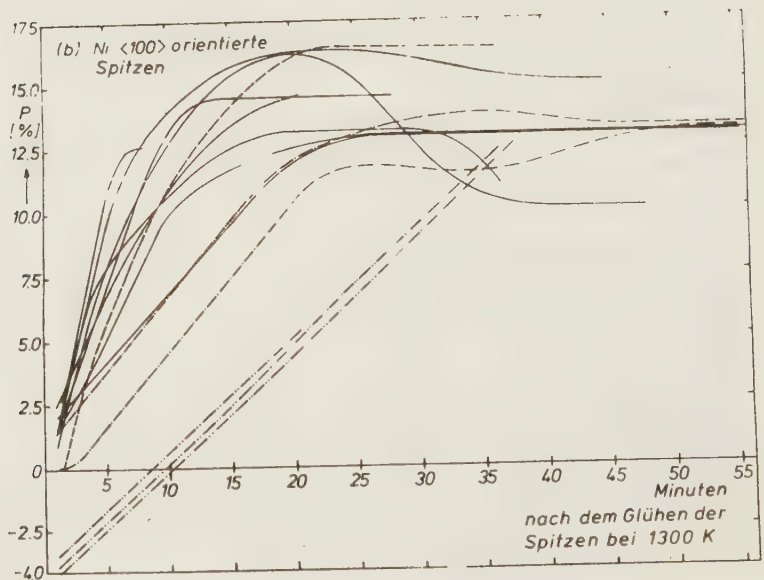
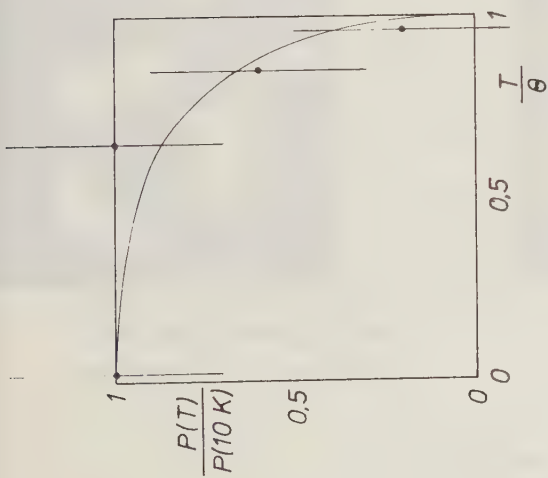


Abb. 17b

Änderung der Elektronenspinpolarisation von 100-orientierten Nickelspitzen durch Wasserstoffbelegung



Temperaturabhängigkeit der relativen ESP einer 111 orientierten Nickelspitze

Zum Vergleich gibt die durchgezogene Kurve den Verlauf der relativen spontanen Magnetisierung $M(T)/M(0)$ wieder.

Abb. 19

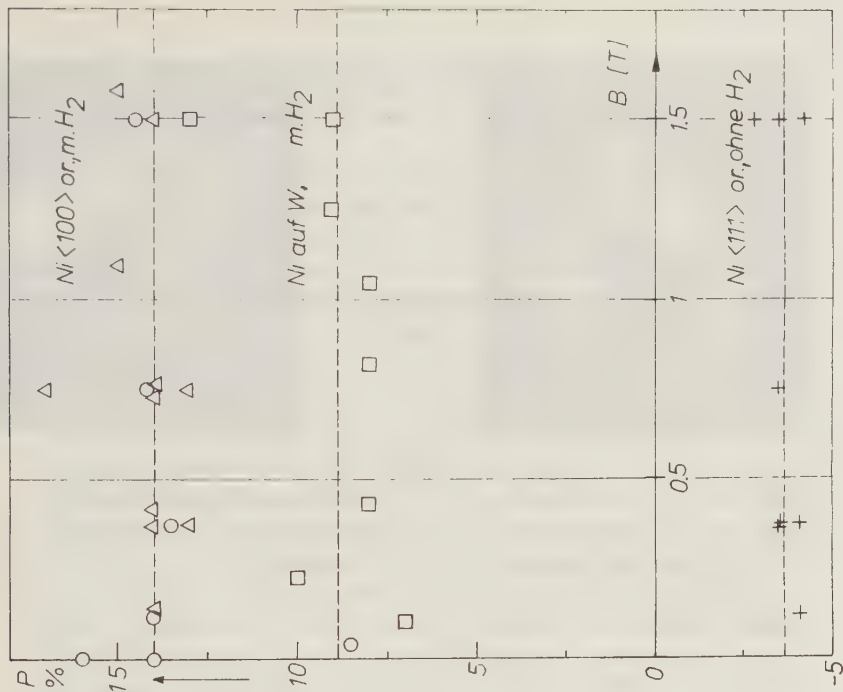
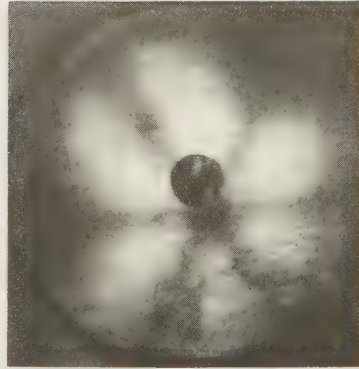


Abb. 18 Magnetfeldabhängigkeit der ESP



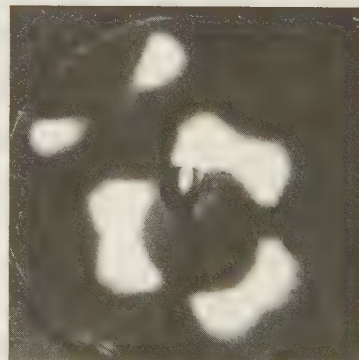
Sauberes Feldemissionsbild
einer 111-orientierten
Nickelspitze unmittelbar
nach dem Tempern
(1100 K, 10 s)



111-orientierte Nickel-
spitze 100 min nach dem
Tempern



Wasserstoffbelegte 111-
orientierte Nickelspitze
($3 \cdot 10^{-4}$ mbar H_2)



Build-up-Bild einer 111-
orientierten Nickelspitze

5.3.4. Temperaturabhängigkeit der ESP von Nickelspitzen der 111-Orientierung

Zur Messung der Temperaturabhängigkeit der ESP wurde eine 111-orientierte Spitze gewählt. Nur diese Orientierung ist für diese Messung geeignet, da in den Vizinalien der 111-Richtung die ESP deutlich von Null verschieden ist. Die Ergebnisse sind in der Abb. 19 wiedergegeben, wobei die durchgezogene Kurve die Magnetisierungskurve von Nickel (Bozorth 1951) darstellt.

Nickel besitzt die niedrigste Curie-Temperatur (627 K) der drei Metalle Eisen, Kobalt, Nickel. Dies hat die Messung der Temperaturabhängigkeit der ESP erleichtert. Die Beweglichkeit der Nickel-Atome auf der Oberfläche ab ca. 400 K (Gomer 1953) hat sich dagegen störend ausgewirkt. Aufgrund der elektrostatischen Kräfte an der emittierenden Spitze erfährt sie eine Deformation, die sich in einer Änderung des Feldemissionsbildes äußert. Innerhalb der Meßzeit von wenigen Minuten waren bis ca. 410 K die Änderungen des Feldemissionsbildes noch nicht erkennbar. Nach Überschreiten der Temperatur von 500 K traten kontinuierliche Veränderungen auf, das Bild zog sich auf 6 kreisförmig um die 111-Richtung angeordnete Flecken zusammen, um dann bei noch höherer Temperatur in das build-up-Bild (Gomer 1961) überzugehen, s. Abb. 20.

Nach Absenken der Temperatur bleibt das build-up-Bild eingefroren, die ESP dagegen nimmt zunächst wieder den ursprünglichen Wert von -3,5 % an. Trotz Bildänderung ist also die Polarisationsänderung reversibel.

Unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Polarisation seien nun die Argumente für die Annahme, daß die Adsorption von Wasserstoff für den Anstieg der Polarisation der Nickelemitter verantwortlich ist, angeführt.

a) Das Restgas in einer UHV-Apparatur besteht vornehmlich aus Wasserstoff, insbesondere wenn es durch Turbomolekularpumpen erzeugt wurde. Da die Nickelemitter zuvor in Wasserstoff gereinigt wurden, die Apparatur also mit Wasserstoff gefüllt war, kann zusätzlich angenommen werden, daß die Oberflächen im Innern des Kryostaten mit H_2 belegt waren.

b) In einem Kryovakuum, wie es in der Umgebung der Spitze herrscht, sind nur die Dampfdrücke von Helium und Wasserstoff wesentlich. Für den Dampfdruck von Wasserstoff bei 4,2 K kann ein Wert von ca. 10^{-6} mbar der Literatur (Bailey 1971) entnommen werden.

c) Die Chemisorption von Wasserstoff auf Nickel ist mit verschiedenen Methoden untersucht worden (Christmann et al. 1974). Die Abhängigkeit der Polarisierung von der Temperatur ist mit den Ergebnissen dieser Arbeit erklärbar. Die unmittelbar nach dem Tempern der Spitzen beobachtete ESP kann, nachdem sie sich zu positiven Werten verändert hat, wiederhergestellt werden, indem die Spitze auf Temperaturen von mindestens 400 K erwärmt wird. Diese Temperaturerhöhung ist ebenfalls notwendig, um den Wasserstoff von Nickel zu desorbieren (Christmann et al. 1974). Die Anfangswerte der ESP nach dem Tempern bleiben unverändert, wenn der Emitter auf einer Temperatur zwischen 400 und 450 K gehalten wird. Auch dies ist mit den erwähnten Ergebnissen vereinbar, da bei dieser Temperatur keine Adsorption erfolgt. Ebenso erklärbar ist, daß die Änderung der Polarisierung zu positiven Werten hin nicht unterbunden wird, wenn die Emittertemperatur nur 150 K beträgt.

d) Die vollständig mit Wasserstoff belegte 111-Spitze ergab einen Polarisierungsgrad von 5,4 %. Dagegen war der Feldemissionsstrom einer sauerstoffbelegten Spitze, charakterisiert durch die ringförmige Aufhellung um die 110-Richtung, unpolarisiert. Ob die ESP des Feldemissionsstromes bei zunehmender Wasserstoffbelegung analog zum Widerstand und zur Magnetisierung dünner Schichten* nach Überschreiten eines Maximums wieder abnimmt, konnte mit der verwendeten Apparatur nicht untersucht werden.

* S. G.Wedler, Adsorption, Weinheim 1970

Zusammenstellung der Ergebnisse der Polarisationsmessung

Emitter	Präparation	Thermische Behandlung	ESP-Werte in %	Bemerkungen	Beschreibung in
Eisenspitzen	Elektrolytisches Ätzen	keine	10, typisch 3		5.1.1.
	Nach dem Ätzen in H ₂ gegläht	1300°C, 10s	- 4 bis +42	p(B) s. Abb. 14	5.1.2.
	Nachspitzen d. Elektronenbeschuß	1300°C, 10s	pos. bis +50		5.1.3.
Eisenschicht auf Eisenspitze	Eisen aus Keramik- ofen verdampft	1300°C, 10s	-13 bis +80	negative Werte	5.1.4.
Eisenschichten auf 110-W-Spitzen	Eisen aus Keramik- ofen verdampft	1300°C, 10s	-27 bis +41	traten vornehmlich nach den ersten Aufdampf. eines frisch gefüllten Ofens auf.	5.1.6.a
	Eisen aus Stift- ofen verdampft	1300°C, 10s	-21 bis +46		5.1.6.b
	Nach dem Ätzen in H ₂ gegläht	700°C, 10s	-28 bis +71		5.1.6.b
Kobaltspitze	Kobalt aus Stift- ofen verdampft	1000°C, 10s	+35 bis +47	fcc-Struktur, nicht sauber	5.2.1.
Kobaltschichten auf 110-W-Spitzen	Nickel aus Stift- ofen verdampft	1000K, 10s	bis -35		5.2.2.
Nickelschichten auf 110-W-Spitzen	Nach dem Ätzen in H ₂ gegläht	1000K, 10s	bis +37	p(B) s. Abb. 16	5.2.3.
111-orientierte Nickelspitzen	Nach dem Ätzen in H ₂ gegläht	1000K, 10s	- 7 bis + 8	p(B) s. Abb. 18	5.3.1.
100-orientierte Nickelspitzen	Nach dem Ätzen in H ₂ gegläht	1000K, 10s	-3,5 ± 1,5	ESP steigt infolge H ₂ -Adsorption auf pos. Werte an, s. Abb. 17.	5.3.2.
			0 ± 1,5	p(T) s. Abb. 19	5.3.2.

6. Diskussion

6.1. Allgemeines zur Feldemission

Im Grundzustand besetzen die Elektronen eines Festkörpers die niedrigsten zur Verfügung stehenden Energieniveaus bis zur Fermi-Energie E_F . Befindet sich der Festkörper in einem feldfreien Raum, so ist das äußere Potential $U_0 = \text{const.}$ und größer als E_F . Keines der im Grundzustand befindlichen Elektronen kann daher den Festkörper verlassen. Bei der Photo-, Thermo- und Sekundärelektronenemission (ebenso bei der Emission heißer Elektronen, der Ionenneutralisations- und Exoelektronenemission) werden Elektronen in höherenergetische Zustände $E' > U_0$ angeregt, so daß sie emittiert werden können.

Im Gegensatz dazu wird bei der Feldemission durch Anlegen eines elektrischen Feldes die Potentialstufe an der Oberfläche zu einer Potentialbarriere, die auch nichtangeregte Elektronen aufgrund des Tunneleffektes durchdringen können. Eine Beschreibung dieses Emissionsprozesses war somit erst mit Hilfe der Quantenmechanik möglich. 1928 wurde von Fowler und Nordheim (Fowler, Nordheim 1928) die Emissionsstromdichte berechnet.

$$j_0 = \frac{1,54 \cdot 10^{-6} F^2}{\phi \cdot t^2(y)} \exp(-6,83 \cdot 10^7 \phi^{3/2} \frac{v(y)}{F}) \frac{A}{\text{cm}^2}$$

Dabei sind F die el. Feldstärke in $\frac{V}{\text{cm}}$
 ϕ die Austrittsarbeit in eV

$t(y)$ und $v(y)$ sind elliptische Funktionen, die in (Good, Müller 1956) tabelliert sind. y ist das Verhältnis der Bildkraftpotentialerniedrigung $(e^3 F)^{1/2}$ zur Austrittsarbeit ϕ . Bei der Ableitung dieser Gleichung verwendeten sie zur Beschreibung der Elektronenzustände im Emitter das Sommerfeldsche Modell des freien Elektronengases. Die mit der Fowler-Nordheim-Theorie berechnete Gesamtenergieverteilung zeigt daher keine Struktur, sondern

mit abnehmender Elektronenenergie einen exponentiellen Abfall. Der Verlauf ist eine Folge der Energieabhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit. Sie wird durch die Gestalt der Tunnelbarriere bestimmt, die bei Metallen als material-unabhängig betrachtet werden kann. Daher wird bei dem Übergangselement Nickel der exponentielle Abfall der Gesamtenergieverteilung beobachtet (Campagna, Utsumi 1974), obwohl das Modell freier Elektronen die elektronischen Eigenschaften des Metalls nicht gut beschreibt. Wird nun der exponentielle Abfall eliminiert, indem der Quotient

$$R(E) = \frac{j(E)}{j_0(E)}$$

gebildet wird, wobei $j(E)$ die gemessene Gesamtenergieverteilung und $j_0(E)$ die theoretische des freien Elektronengases ist, so erhält man für die verschiedenen Emittermaterialien und deren Emissionsrichtungen charakteristische Strukturen dieses Quotienten. (Gadzuk, Plummer 1973).

Über den Einfluß der Bandstruktur auf die Gesamtenergieverteilung sind mehrere theoretische Arbeiten (Penn, Plummer 1974, Nicolaou, Modinos 1975, Modinos Nicolaou 1976) erschienen, die Feuchtwang und Cutler (Feuchtwang, Cutler 1976) zusammen mit anderen Arbeiten einer kritischen Betrachtung unterzogen.

Wie Penn und Plummer zeigten (Penn 1976), wird die Energieverteilung der Feldelektronen aus Metallen durch die eindimensionale Oberflächenzustandsdichte in der Richtung senkrecht zur Metalloberfläche bestimmt. Es besteht folgende Proportionalität

$$R(E) \sim g_{\perp}(E) = |\psi_E(z_0)|^2$$

wobei $R(E)$ der bereits erwähnte Quotient $j(E)/j_0(E)$ und $g_{\perp}(E)$ die normale lokale Zustandsdichte ist. Der Ort z_0 , der ursprünglich als der klassische Umkehrpunkt bestimmt worden war (Penn, Plummer 1974), wo also die kinetische Energie des Elektrons im ansteigenden Teil des Potentialwalles Null ist, liegt ca. $4 \text{ \AA}$ vor der letzten Schicht des Festkörpers im Tunnelwall (Penn 1976). Dieses Modell er-

laubt somit eine anschauliche Deutung der Energieverteilungs- und Polarisationsmessungen (Penn 1975).

Die Oberflächenzustandsdichte wird sich i. a. von der Zustandsdichte des massiven Materials unterscheiden, da die Zahl der Nachbaratome kleiner ist und die Symmetrie gestört ist. Vorliegende Rechnungen (Dempsey et al. 1975, 1976, Fulde et al. 1973, Takayama et al. 1974, Desjonqueres, Cyrot-Lackmann 1975, 1976) zeigen derartige Unterschiede. Die in den Feldemissionsstrom eingehende lokale Zustandsdichte ist kristallrichtungsabhängig, so daß ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen der Energieverteilung der Feldelektronen und der Gesamtzustandsdichte des massiven Materials nicht erwartet werden kann.

6.2. Vergleich mit früheren ESP-Messungen der Feldelektronen aus Nickel

Ein erstes Experiment zur Messung der ESP von Feldelektronen aus Nickel wurde 1968 im Rahmen einer Diplomarbeit vorgenommen (Chrobok 1968). In dieser Arbeit wurde aus polykristallinen Drähten je eine Spitze der drei Elemente Eisen, Kobalt und Nickel elektrolytisch geätzt und in gepulsten Magnetfeldern bis 3 T untersucht. Innerhalb der Maßgenauigkeit konnte keine eindeutig von Null verschiedene Polarisation festgestellt werden. Aufgrund der inzwischen auch in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Erkenntnisse war das erreichbare Vakuum von 10^{-7} mbar für derartige Experimente unzureichend. Mit einem verbesserten Vakuum von ca. 10^{-8} mbar und der im wesentlichen gleichgebliebenen Apparatur wurden 1971 an Nickel weitere Messungen vorgenommen (Gleich et al. 1971). Ein maximaler ESP-Wert von 13 % wurde gemessen. Vermutlich wegen des für Feldemissionsexperimente unzureichenden Vakuums wurden Fluktuationen der Polarisierung beobachtet. Die Änderungen der im Mott-Detektor bestimmten Polarisationsrichtungen wurden als Spinrotation gedeutet, wie sie aber in den Experimenten der vorliegenden Arbeit

nicht festgestellt werden konnte. Numerische Rechnungen (Eckstein, Müller 1975) und Näherungen (Schmit, Good 1976) zeigen, daß unter den typischen Bedingungen der Feldemissionsexperimente eine Spinrotation noch erfolgter Emission nicht auftritt. Dies ist eine Folge des Drehimpulserhaltungssatzes. Auf den Spin der Elektronen kleiner Energie übt das elektrische Feld kein Drehmoment aus, so daß beim Durchlaufen elektrischer Felder der Spin im Raum (im Laborsystem) stehen bleibt. Da elektrische Felder die Elektronenbahn beeinflussen, tritt selbstverständlich im Ruhssystem, wie es in (Regenfus 1974) betrachtet wird, wegen der stabilen Lage des Spins im Laborsystem eine Drehung auf, d.h., der Winkel zwischen Impuls- und Spinrichtung ändert sich. Bei der Deutung der erwähnten Spinrotation muß eine etwaige Änderung der Spinrichtung im Laborsystem betrachtet werden, da nur solche Änderungen gemessen werden können.

Bei Vernachlässigung des anomalen Momentes wurde für die Drehfrequenz im Ruhssystem folgender Ausdruck berechnet (Regenfus 1974)

$$(R) \quad \Omega_s = -\frac{1}{\gamma^2} \frac{e}{m} \frac{E}{v} t$$

Beim Übergang zum Laborsystem ergibt sich nach (Meister 1962)

$$(L) \quad \Omega_s = \left(-\frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{\gamma} \right) \frac{e}{m} \frac{E}{v} t$$

Das Verhältnis der beiden Drehfrequenzen ist also stets:

$$1 - \gamma \approx \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2$$

Das bedeutet, daß die Drehfrequenz, falls nur elektrische Felder berücksichtigt werden müssen, im Laborsystem für kleine Elektronenenergien immer um Größenordnungen kleiner ist als im Ruhssystem. Für Elektronen von $E = 7 \text{ eV}$ ist das Verhältnis $3 \cdot 10^{-5}$, so daß auch die in (Regenfus 1974) gegebene Abschätzung der Spinrotation im Laborsystem keinen meßbaren Effekt hervorruft: $3 \cdot 10^{-4}$ Rotationen.

6.3. ESP-Messungen der Feldelektronen aus Nickel anderer Autoren

In jüngster Zeit sind ESP-Messungen der Feldelektronen aus Nickel von anderen Experimentatoren veröffentlicht worden, während entsprechende Messungen an Eisen und Kobalt bisher nicht erschienen.

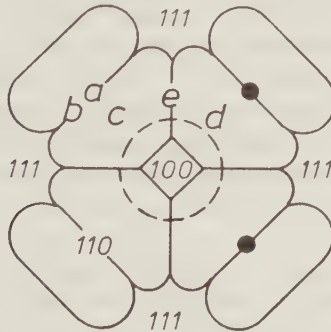
Daß Nickel von den drei ferromagnetischen Übergangsmetallen Eisen, Kobalt und Nickel bevorzugt wird, hat zwei Gründe:

1. Wegen seiner kristallinen und chemischen Eigenschaften eignet sich Nickel am besten zum Emitter.
2. Die elektronischen Eigenschaften von Nickel sind im Vergleich zu den beiden anderen Elementen am besten bekannt.

In der Arbeit von N. Müller (Müller 1975) wurden die Nickel-emitter durch Beschuß mit Neonionen gereinigt. Es wurden zwischen der 110- und der 111-Richtung $P = -4,5 \%$ und zwischen der 110- und der 100-Richtung $P = +3 \%$ gemessen. Weiterhin wurde in der Arbeit erstmalig über den Einfluß von Adsorbaten auf die Polarisierung berichtet.

In einer ähnlichen Apparatur haben Campagna, Utsumi und Buchanan Nickелеmitter untersucht, deren Oberfläche durch Feldverdampfung gereinigt wurde (Campagna et al. 1976). Die Ergebnisse der ESP-Messungen, $P(013,012) = (+3,58 \pm 0,42) \%$ und $P(112,113) = (-2,90 \pm 0,62) \%$, stimmen mit denen der anderen Experimente (Müller 1975, vorliegende Arbeit) überein (s. Abb. 21). Die Autoren heben das Auftreten der positiven Polarisierung hervor und sehen in ihm eine Bestätigung des Modells von Hertz und Aoi (Hertz, Aoi 1973), das eine positive Polarisierung des Tunnelstromes voraussagt. Spätere Messungen der gleichen Gruppe in den hochindizierten Emissionsrichtungen ergeben nur noch positive Werte zwischen 4 und 8 % (Landolt, Campagna 1976). Die Autoren weisen auf die Übereinstimmung mit den Tunnelexperimenten (Tedrow, Meserve 1973) hin und diskutieren das Ergebnis an Hand einer Arbeit von Chazalviel und Yafet (Chazalviel, Yafet 1976) die theoretisch die positive ESP der Feldelektronen aus Nickel erklären.

Schematisierte Feldemissionsbilder der 100 und 111 orientierten Nickelspitzen. Die intensitätsschwache 110 Richtung ist durch schwarze Punkte symbolisiert.



a	$(+2,2 \pm 0,8)\%$	(Müller 1975)
b	$(-4,5 \pm 1)\%$	
c	$(+3 \pm 1,2)\%$	
d	$(+3,58 \pm 0,42)\%$	(Campagna et al. 1975)
e	$(-2,90 \pm 0,62)\%$	
um 100 (gestrichelter Bereich)		$(0 \pm 1,5)\%$
um 111 (gestrichelter Bereich)		$(-3,5 \pm 1)\%$

vorl. Arbeit

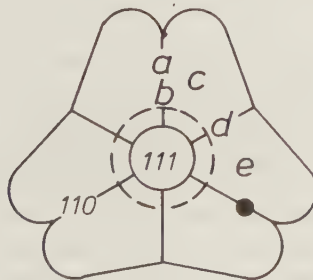


Abb. 21 ESP-Messungen an Nickelspitzen

Das Feldemissionsbild der feldverdampften Endform der Nickелеmitter war deutlich verschieden von den bekannten Feldemissionsbildern der thermisch verrundeten Endform (Gomer 1961, Müller 1975, vorliegende Arbeit).

6.4. Theoretische Arbeiten über die ESP von Feldelektronen

Die ersten Überlegungen im Zusammenhang mit der Feldemission von polarisierten Elektronen wurden mit dem Ziel, eine Quelle solcher Teilchen zu schaffen, angestellt. Naheliegend war die brute-force-Methode (Rosentsveig 1956), die extreme Anforderungen an die experimentellen Bedingungen stellt, wenn ein meßbarer Effekt erzielt werden soll.

Polarisationsgrade der Größenordnung 10 % wären nach einem Vorschlag von Amatuni (Amatuni 1962) aus ferromagnetischen mit Masern bestrahlten Feldemittern zu erwarten.

Die Verwendung von halbleitendem Indiumantimonid als Feldemitter wegen der kleinen effektiven Masse der Leitungsbandelektronen und der kleinen Fermi-Energie hat Kennedy (Kennedy 1965) vorgeschlagen.

Theoretische Arbeiten, in denen die ESP der Feldelektronen aus ferromagnetischen Elementen oder Verbindungen behandelt wird, liegen erst in geringer Anzahl vor, doch ist ein wachsendes Interesse unverkennbar.

Betrachtungen über die ESP von Feldelektronen aus Gadolinium sind in (Müller et al. 1967) angestellt worden. Abweichend davon brachte die erste ausführliche theoretische Arbeit dieses Gebietes (Obermair 1968) das Ergebnis, daß die Spinaufspaltung parabolischer Bänder zu keinem polarisiertem Emissionsstrom führt. Konkrete zu erwartende ESP-Werte für die ferromagnetischen Übergangselemente können dieser Arbeit allerdings nicht entnommen werden. Erst 1972 berechneten Politzer und Cutler (Politzer, Cutler 1972) die ESP für die 100-Richtung aus Nickel. Dazu zogen sie Bandstrukturechnungen des ferromagnetischen Nickel heran (Conolly 1967).

1973 schufen Hertz und Aoi (Hertz, Aoi 1973) eine Theorie des spinabhängigen Tunnels aus ferromagnetischen Übergangselementen, die auch für die Feldemission von Interesse ist. Sie konnten die positiven Polarisationsgrade, die bei Eisen, Kobalt und Nickel in Tunnelexperimenten gemessen worden sind, erklären, ohne das Bandmodell des Ferromagnetismus in Frage zu stellen. Wesentlich für ihre Theorie war die Berücksichtigung der s-d-Hybridisierung.

Durch Erweiterung der Rechnungen von Penn und Plummer (Penn, Plummer 1974) zeigte Penn 1975 (Penn 1975), daß die ESP von Feldelektronen durch die spinpolarisierte eindimensionale Oberflächenzustandsdichte, die senkrecht zur Oberfläche an einem Ort im Innern des Tunnelwalls zu nehmen ist, bestimmt wird. Diese allgemeine Interpretation soll jedoch nicht über die Schwierigkeiten und den Aufwand, die ESP eines bestimmten Materials in einer vorgegebenen Richtung explizit zu ermitteln, hinwegtäuschen (Politzer 1971), da die Oberflächenzustandsdichte dieser Spezifikation zunächst zu bestimmen ist.

Angeregt durch die ESP-Messung der Feldelektronen aus Nickel durch Campagna et al. (Campagna et al. 1976) untersuchten Chazalviel und Yafet (Chazalviel, Yafet 1976) den Effekt der Hybridisierung auf die ESP der Feldelektronen aus Nickel. Bemerkenswert ist, daß die Autoren nur ein positives Vorzeichen voraussagen, während die Experimente auch negative Werte feststellen.

Feuchtwang und Cutler (Feuchtwang, Cutler 1976a) formulierten eine Vielteilchentheorie zur Bestimmung der Energieverteilung der Feldemissionselektronen. Durch Berücksichtigung der Spinpolarisation erweiterten die Verfasser ihre Theorie und schufen damit eine Theorie der ESP von Feldelektronen.

6.5. Andere ESP-Messungen

6.5.1. Photoemissionsexperimente

Die ESP magnetischer Materialien ist mit weiteren Meßmethoden untersucht worden. Hervorzuheben sind die zahlreichen Photoemissionsmessungen (Siegmann 1975), die an polykristallinen dünnen Schichten seltener Erden und der Übergangselemente Eisen, Kobalt und Nickel und an magnetischen Halbleitereinkristallen vorgenommen wurden. Die Polarisation wird analog zu den Feldemissionsmessungen durch Mott-Streuung der freien Photoelektronen bestimmt.

Ähnlich der Sekundärelektronenemission ist die Photoemission ein komplexer Prozeß, der von verschiedenen Parametern wie Photonenenergie, Kristallinität des Emitters, der Emissionsrichtung, der elektronischen Eigenschaften des Emitters usw. abhängt. Bei dem Versuch, den Emissionsprozeß zu beschreiben, wurde zunächst das Mehrstufenmodell eingeführt, bei dem die Schritte

1. Eindringen des Photons in den Festkörper
 2. Elektronenanregung
 3. Elektronenwanderung und Wechselwirkungen im Festkörper
 4. Elektronenaustritt aus dem Festkörper
- betrachtet werden.

Rückschlüsse aus der Energieverteilung der Photoelektronen auf die elektronische Struktur des Emitters werden dadurch erschwert, daß die bei den einzelnen Schritten auftretenden physikalischen Prozesse nicht vollständig bekannt sind. So wurden von Spicer und Mitarbeitern die Photoemissionsexperimente zunächst mit dem Modell der nichtdirekten Übergänge gedeutet (Berglund, Spicer 1964, Blodgett, Spicer 1967, Krolikowski, Spicer 1969), bei dem die Erhaltung des k -Vektors bei der Anregung ohne Bedeutung ist. Inzwischen wird das Modell der direkten Übergänge weitgehend zur Deutung der experimentellen Ergebnisse herangezogen (Smith, Spicer 1969, Heimann, Neddermeyer 1976). Bei ihm geht man

von der Erhaltung des k -Vektors bei der Anregung aus. Besonders interessant im Zusammenhang mit der Deutung von Photoemissionsexperimenten sind die Messungen von Pierce und Spicer (Pierce, Spicer 1972), die die Energieverteilung der Photoelektronen aus Nickel oberhalb und deutlich unterhalb der Curie-Temperatur bestimmt haben. Die beim Übergang vom paramagnetischen zum ferromagnetischen Zustand im Bandmodell (Stoner-Wohlfarth) auftretende Verschiebung der beiden Teilbänder mit Majoritäts- und Minoritätsspins um ca. 0,4 eV müßte zu Verschiebungen der Strukturen der Energieverteilungskurven führen, die leicht nachweisbar wären. Entgegen der Erwartung wurde eine solche Verschiebung experimentell nicht festgestellt. Diese Tatsache zeigt, daß teilweise selbst ein qualitatives Verständnis der Photoemission aus ferromagnetischen Metallen noch aussteht. Es wird allerdings auch eine durch Neutronenstreuexperimente (Mook et al. 1973) gestützte Vorstellung diskutiert, wonach die Bandaufspaltung auch oberhalb der Curietemperatur erhalten bleibt (Sokoloff 1973). Dies würde eine neue Theorie des Magnetismus notwendig machen.

Ein weiteres Problem ist die Frage, welchen Beitrag die Elektronenzustände des Inneren und der Oberfläche des Emitters zum Photoemissionsstrom leisten. Nachdem kein Zweifel mehr besteht, daß beide beteiligt sind (Haydock et al. 1972, Feuerbacher, Willis 1976), gewinnt die Frage nach den magnetischen Eigenschaften an der Oberfläche an Bedeutung (Hohenberg, Binder 1975). Es ist daher nicht möglich, den Einfluß der Oberfläche außer acht zu lassen, und die Ergebnisse von Photoemissionsmessungen nur mit den Eigenschaften des massiven Materials erklären zu wollen.

Ein Überblick über die Messungen der ESP photoemittierter Elektronen ist in (Siegmann 1975) gegeben. Bei der Interpretation der hier interessierenden Ergebnisse an Eisen, Kobalt und Nickel wurden die gemessenen positiven Polarisationswerte bei Nickel und Kobalt als im Wider-

spruch zum Stoner-Wohlfarth-Bandmodell betrachtet, da die Bandstrukturrechnungen überwiegend eine größere Zustandsdichte der Minoritätselektronen voraussagen.

Daß die Ergebnisse doch mit dem Bandmodell vereinbar sind, zeigten Wohlfarth (Wohlfarth 1971) und Smith und Traum (Smith, Traum 1971); mit einem modifizierten Bandmodell zeigte es Johnson (Johnson 1974). Andere Autoren erklärten die Ergebnisse der ESP-Messungen durch Vielteilcheneffekte, wie Elektron-Magnon-Wechselwirkung (Anderson 1971), Korrelation zwischen Elektronen entgegengesetzten Spins (Baltensperger 1972) oder Relaxationseffekte (Doniach 1972). Weitere Erklärungen gaben Murao (Murao 1972) und Danz (Danz 1973), und für die Deutung wurden auch die Arbeiten von Brandt (Brandt 1971) und Edwards und Hertz (Edwards, Hertz 1972) herangezogen. Gutzwiller (Gutzwiller 1973) diskutierte die Kontroverse zwischen den Modellen der Photoemission und des Ferromagnetismus in Übergangsmetallen. Durch ein kürzliches Experiment (Eib, Alvarado 1976) erwies sich der genannte Widerspruch als gegenstandslos. Bei Verwendung einkristalliner Emittter wurde mit Photonen der Schwellenenergie eine negative Polarisierung gemessen. Auch der weitere Verlauf der Polarisationskurven mit zunehmender Photonenenergie wird als mit dem Bandmodell vereinbar angesehen (Erbudak, Siegmann 1976). Bemerkenswert ist, daß die maximalen Polarisationsgrade bei über +30 % liegen, also erheblich größer sind als die bisher mit polykristallinen Schichten bestimmten. Wegen der ausgeprägten Energieabhängigkeit der Photo-ESP, wie sie bei der Einkristallmessung festgestellt worden ist, waren bei den polykristallinen Schichten mit ihren variierenden Austrittsarbeiten mittlere und daher nur positive Polarisationsgrade gemessen worden.

Die positive ESP der Photoelektronen aus Kobalt wurde ebenfalls als Widerspruch zum Stoner-Wohlfarth-Bandmodell aufgefaßt (Busch et al. 1972). Zwar liegen noch keine Messungen an einkristallinen Photoemittern vor, doch ist

aus einem anderen Grund diese Betrachtung nicht so überzeugend. Die Struktur von Kobaltaufdampfschichten hängt von der Temperatur und der Struktur des Substrats ab. Als Substrat wurde Edelstahl (fcc ?) mit einer Temperatur von 500 K verwendet, so daß die Bildung von Kobaltschichten der fcc-Struktur durchaus möglich ist. So wächst z.B. Kobalt auf 100-Kupferflächen auch noch bei Zimmertemperatur kubisch-flächenzentriert auf (Jesser, Matthews 1968). Die Reproduzierbarkeit der Kobaltemessungen war deutlich schlechter als bei Eisen und Nickel, und möglicherweise ist auch das ein Hinweis auf gleichzeitig vorhandene fcc- und hcp-Strukturen. Deshalb ist es problematisch, Schlußfolgerungen aus Bandstrukturrechnungen, die die hcp-Struktur betreffen, auf die ESP-Messungen von Photoelektronen aus Kobaltschichten zu ziehen.

Die Adsorption von Wasserstoff führte bei Nickel zu einer Änderung der ESP der Feldelektronen. Da auch Photoemissionsspektren von Nickel infolge der Adsorption von Wasserstoff Änderungen erfahren (Conrad et al. 1976), ist zu erwarten, daß auch gleichzeitig Änderungen der ESP auftreten. In den bisherigen Photoemissionsexperimenten ist diese Erscheinung noch nicht untersucht worden. Die Vakua bei den Feldemissionsexperimenten, die den Einfluß der Adsorption auf die ESP beobachten, sind übrigens mit denen der Photoemissionsexperimente vergleichbar.

6.5.2. Tunnelexperimente

Von Meservey, Tedrow und Fulde wurde eine weitere Meßmethode zur Untersuchung der ESP von Festkörpern entwickelt (Meservey et al. 1970), die wie die Feldemission auf dem Tunneleffekt beruht. Eine dünne Aluminiumschicht und die zu untersuchende ferromagnetische Metallschicht sind durch eine ca. 15 Å dünne Al_2O_3 -Schicht voneinander isoliert. Entscheidend für das Experiment ist die Existenz der

Energielücke in der Zustandsdichte der Supraleiter. Bei der Messung wird in der Ebene der Schichten ein Magnetfeld angelegt, das zu einer Aufspaltung der Zustandsdichten der beiden Spinrichtungen führt, so daß bei entsprechender Versetzung in der Bandlücke der einen Spinrichtung nur besetzte bzw. unbesetzte Zustände der anderen Spinrichtung vorhanden sind. Dies führt bei einem Ferromagneten, dessen Zustandsdichten im allgemeinen an der Fermikante für die beiden Spinrichtungen verschieden groß sind, zu Leitfähigkeitskurven, die für die beiden Polaritäten der angelegten Spannungen verschieden sind. Aus derartigen Kurven wurde für die Elemente Eisen, Kobalt und Nickel und Gadolinium an der Fermikante Polarisationsgrade von +44 %, +34 %, +11 % und +4,3 % ermittelt, die mit denen der Photoemissionsmessungen in Vorzeichen und Größe gut übereinstimmen. Zwar sehen die Ergebnisse der Photoemissionsmessungen an einkristallinem Nickel gänzlich anders aus (-30 %), doch liegen noch keine Tunnelmessungen einkristalliner Schichten vor, um entscheiden zu können, ob die Übereinstimmung der Ergebnisse der beiden Meßmethoden mit polykristallinen Schichten Zufall war.

Angesichts der Empfindlichkeit der ESP von Feldelektronen gegenüber geringsten Adsorptionen scheint eine Übereinstimmung der Polarisationswerte der Feldemissions- und Tunnelmessungen, bei denen ein unmittelbarer Kontakt des Ferromagneten mit dem Isolator Al_2O_3 vorliegt, nicht zu erwarten zu sein.

6.5.3. Elektroneneinfang

Die Ergebnisse der ESP-Messungen von Feld- und Photoelektronen wurden durch Spezifikation der emittierenden Kristallflächen erheblich aussagekräftiger. Bei der von Sizmann und Rau entwickelten Meßmethode des Elektroneneinfangs durch Deuteriumionen an der Oberfläche magneti-

sierter Proben wurden von vornherein Einkristalle verwendet (Rau, Sizmann 1973). An die Perfektion und Reinheit der Oberfläche werden erhebliche Ansprüche gestellt, da ein 150 keV d-Ionenstrahl unter einem Glanzwinkel von $0,4^\circ$ reflektiert wird und sich dabei auf ca. 0,1 nm der Probe nähert. Beim Eintauchen in die Elektronenwolke an der Oberfläche von Metallen wird ein Teil der Deuteriumionen neutralisiert. Falls die eingefangenen Elektronen polarisiert sind, tritt bei der Nachweisreaktion $T(d,n)^4\text{He}$ eine Asymmetrie auf, da die Elektronenpolarisation durch Hyperfeinwechselwirkung eine Ausrichtung des Kernspins bewirkt. Aus der Asymmetrie kann auf die Größe der Elektronenpolarisation geschlossen werden.

Inwieweit die Elektronenpolarisation durch die Energiezustände des Inneren oder der Oberfläche bestimmt werden, ist noch nicht völlig geklärt (Sizmann 1976).

Die Interpretation dieses Experimentes (Rau, Sizmann 1973) und der Feldemission (Penn 1976) haben zu der Schlussfolgerung geführt, die mit beiden Experimenten bestimmten Polarisationsgrade müßten von gleicher Größe sein (Sizmann 1975). Die Ergebnisse für Nickel liegen jedoch so weit auseinander, daß ein zahlenmäßiger Vergleich der ESP-Werte unmöglich erscheint. Allerdings hat die Variation des Glanzwinkels beim Einfangexperiment eine Änderung der Polarisationswerte zur Folge (Eichner et al. 1977), so daß für den Vergleich dieser Parameter noch festgelegt werden könnte. Durch den Glanzwinkel wird die größte Annäherung bestimmt, und für die Feldemission ist nach (Penn 1976) die lokale Zustandsdichte ca. 0,4 nm vor der Oberfläche entscheidend.

6.5.4. LEED und weitere ESP-Meßmethoden

Über 30 Jahre nach den ersten erfolglosen Versuchen, polarisierte Elektronen durch Beugung an Einkristallen nachzuweisen (Davisson, Germer 1929), ließen 1966 die Ergebnisse der Elektron-Atom-Streuversuche Maisson (Maisson 1966) diesen Gedanken erneut aufnehmen. Bald darauf

lagen die ersten Polarisationsmessungen von an festen Targets gestreuten Elektronen vor (Loth, Eckstein 1966).

Seit den sechziger Jahren wurde die Beugung niederenergetischer Elektronen zu einer leistungsfähigen Untersuchungsmethode der Struktur von Kristalloberflächen und adsorbierten Schichten entwickelt (LEED: low-energy electron diffraction). Theoretische Arbeiten regten Polarisationsmessungen mit dieser Methode an Wolfram (O'Neill et al. 1975) und an Gold (Müller, Wolf 1976) an. Auf Grund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zeigen die an Materialien mit hoher Ordnungszahl elastisch und kohärent gestreuten Elektronen beträchtliche Polarisationsgrade von bis zu 70%, die interessante Schlüsse auf die Oberflächenstruktur und andere physikalische Erscheinungen zulassen (Feder et al. 1977). LEED stellt damit auch eine weitere Quelle polarisierter Elektronen dar. Andererseits kann LEED in Analogie zur Mott-Streuung als Polarisationsnachweis dienen. Gegenüber dem Mott-Detektor hat ein LEED-Detektor den Vorteil, ohne die Beschleunigungsspannung von etwa 100 kV und den damit verbundenen Problemen auskommen zu können. Ein weiterer Vorteil ist die größere Ansprechwahrscheinlichkeit. Wird bei einem Mott-Detektor nur etwa jedes hunderttausendste Elektron des zu untersuchenden Strahles in den Zählern registriert, so ist es beim LEED-Detektor jedes hundertste (Pierce et al. 1977).

Im Unterschied zur Spin-Bahn-Kopplung ist die zweite spinabhängige Wechselwirkung, die Austauschwechselwirkung, nur bei niedrigen Elektronenenergien unterhalb von 50 eV wesentlich. Wegen der Oberflächenempfindlichkeit der LEED-Meßmethode ergibt sich damit die Möglichkeit, Spinstrukturen der Oberfläche von magnetischen Kristallen zu untersuchen. LEED-Experimente, bei denen der Elektronenspin berücksichtigt wird und die als SPLEED (Feder et al. 1977) oder PLEED (Garwin, Kirby 1977) bezeichnet werden, ergänzen andere Meßmethoden, die wie die Neutronenstreuexperimente die Spinstrukturen des Festkörpers untersuchen.

Die Ergebnisse anderer ESP-Meßmethoden sind mit denen der Feldemission nicht ohne weiteres in Beziehung zu setzen. Bei der Feldemission wird die ESP in einem schmalen Energiebereich um die Fermi-Energie bestimmt, wobei der Einfluß der Oberfläche entscheidend ist (Penn 1975).

Es liegen Festkörperuntersuchungen mit polarisierten Elementarteilchen, mit Neutronen, Müonen und Positronen vor. Mit Streuexperimenten polarisierter Neutronen kann die räumliche integrierte Spindichtevertelung im Kristallinnern bestimmt werden (Shull, Yamada 1962, Shull, Mook 1965, Moon 1964, Mook 1966). Kürzlich gelang die Untersuchung der Oberflächenmagnetisierung von Nickel mit polarisierten Neutronen (Sato, Hirakawa 1975). Die Spindichtevertelung in Ferromagneten wird auch durch Zerstrahlung polarisierter Positronen bestimmt (Berko, Mills 1971). Werden polarisierte Müonen in Ferromagneten eingeschossen, so veranlaßt das lokale Magnetfeld den Müonenspin zur Präzession mit der Frequenz

$$\omega = \frac{e}{m} \cdot B$$

Wegen der Korrelation zwischen Müonenspin und Emissionsrichtung des beim Müonenzerfall entstehenden Positrons kann diese Frequenz gemessen werden. Das lokale Magnetfeld setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen. Zu ihnen gehört das sogenannte Kontaktfeld, das zu Leitungsbandpolarisation und der Elektronendichte am Ort des Müons proportional ist. Für die Leitungsbandpolarisation der Übergangselemente Eisen, Kobalt und Nickel wurden folgende Werte abgeschätzt: $P(\text{Fe})=3,4\%$, $P(\text{Co})= 4,3\%$, $P(\text{Ni})= 0,7\%$.

Eine negative Polarisation der Leitungselektronen haben Gamlitskii et al. (Gamlitskii et al. 1974) mit Hilfe des Mößbauereffektes bestimmt. Dazu wurde durch aufeinanderfolgendes Bedampfen eine dünne Zinnschicht zwischen zwei

Eisenschichten eingebettet. Die Polarisation der Leitungsbandelektronen aus dem Eisen nimmt nach dem Eindringen in die Zinnschicht exponentiell ab, doch ist eine Hyperfeinaufspaltung des Mößbauerspektrums vom Zinn feststellbar. Abgesehen von der Bestimmung der Leitungsbandpolarisation kann so eine Aussage über die Eindringtiefe der Polarisation in das nicht ferromagnetische Material gemacht werden. Eine erste Abschätzung ergab bei 4,2 K eine Eindringtiefe von 3 nm.

Diese interessante Erscheinung der Diffusion von polarisierten Elektronen ist von Zavoiskii (Zavoiskii 1974) behandelt worden und könnte auch bei anderen Polarisationsmeßmethoden (Feldemission, Elektroneneinfang usw.) von Bedeutung sein.

In p-Halbleitern gelingt es, polarisierte Elektronen durch optisches Pumpen mit zirkularpolarisiertem Licht ins Leitungsband anzuheben (Parsons 1971). Die Größe der Leitungsbandpolarisation kann dann auf einfache Weise durch Messung der Polarisation der Lumineszenzstrahlung ermittelt werden. Auf diesem Effekt beruht ein Vorschlag zur Messung der Leitungsbandpolarisation von Metallen (Scifres et al. 1973). Die Leitungsbandelektronen des Metalls müßten dazu in den Halbleiter injiziert werden, wo aus der Zirkularpolarisation der Rekombinationsstrahlung auf ihre Polarisation geschlossen werden kann.

Schließlich sei noch die Messung des magnetooptischen Kerr-Effektes erwähnt (Erskine, Stern 1975). Sie bietet wegen der Eindringtiefe von einigen zehn nm des Lichts gegenüber anderen Meßmethoden den Vorteil, weniger oberempfindlich zu sein und deshalb die Interpretation zu erleichtern (Erskine, Stern 1973). Es sind aber auch Abweichungen der Oberflächenmagnetisierung von der des massiven Materials (de Waard et al. 1975) und Einflüsse der Adsorption auf die Magnetisierung feststellbar (Krinchik et al. 1974).

7. Schlußfolgerungen

Bei den folgenden Betrachtungen wird davon ausgegangen, daß die Ergebnisse der ESP-Messungen der Eisen-, Kobalt- und Nickelaufdampfschichten den reinen Elementen zugeschrieben werden müssen. Als Indiz für diese Auffassung können die Ergebnisse mit den Nickelspitzen angeführt werden, deren Feldemissionsbilder die sauberen 100- und 111-Orientierungen zeigten. Die mit diesen Spitzen und mit den Nickelaufdampfschichten gemessenen ESP-Werte stimmen überein. Es ist also zu erwarten, daß auch reine orientierte Eisen- und Kobaltemitter im wesentlichen die ESP-Werte zeigen werden, wie sie mit den hier untersuchten Aufdampfschichten erzielt wurden. Möglicherweise trifft das für die negativen Polarisationsgrade von Eisen nicht zu. Weiterhin können Verunreinigungen keine bestimmende Rolle spielen, weil das hier verwendete Ausgangsmaterial, aus dem Elektronenstrahlöfen verdampft, auch nach mehreren Verdampfungen etwa die gleichen Ergebnisse lieferte.

Beim gegenwärtigen Stand der experimentellen und theoretischen Erkenntnisse hat es sicher nur Sinn, qualitative Schlußfolgerungen aus den Messungen zu ziehen:

1. Das Konzept der magnetisch "toten Schichten" an der Oberfläche von Ferromagneten (Liebermann et al. 1969, 1970) kann nicht grundsätzlich richtig sein. Die beobachteten Polarisationsgrade von Eisen, Kobalt und Nickel, die im wesentlichen magnetfeldunabhängig sind (die Polarisationsrichtung wird bei verschwindendem Magnetfeld transversal) lassen sich nur verstehen, wenn sie im Ferromagnetismus ihre Ursache haben. Die ferromagnetische Ordnung muß dann aber in irgendeiner Form bis zur Oberfläche reichen, nachdem für die Feldemission die Oberfläche entscheidend ist und Eigenschaften des massiven Materials sich nur dann auf den Feldemissionsstrom auswirken, wenn die Elektro-

nenwellenfunktionen an der Oberfläche von ihnen beeinflusst werden (Plummer et al. 1975).

2. Im Bandmodell der 3d¹Ferromagneten werden die Elektronen des 4s-p-Bandes als unpolarisiert angenommen, während die 3d-Teilbänder mit ihrer ca. zehnfach größeren Zustandsdichte gegeneinander aufgespalten sind. Das Verhältnis der Tunnelwahrscheinlichkeiten der 3d-Elektronen zu denen des Leitungsbandes ist mit ca. 10^{-2} bestimmt worden (Gadzuk 1969). So reduziert dieser Faktor die Polarisierung der Feldelektronen in der 100-Richtung von Nickel auf -4 %, während die Polarisierung der emittierten 3d-Elektronen -80 % beträgt (s. Fußnote 13 (Politzer, Cutler 1972)). Die hier skizzierte einfache Vorstellung kann aber nicht allgemein gültig sein, da mit ihr die hohen Polarisierungsgrade von Eisen und Kobalt nicht zu erklären wären. Der Anteil der 3d-Elektronen am Feldemissionsstrom müßte überwiegen oder die 4s-Elektronen wären ebenfalls deutlich polarisiert.
3. Die Ergebnisse verschiedener Experimente, auch der Polarisationsmessungen der Feld- und Photoelektronen, haben die theoretische Behandlung der elektronischen Zustände an der Oberfläche der Übergangsmetalle angeregt. Dieses Arbeitsgebiet befindet sich noch im Anfangsstadium, was nicht zuletzt daran zu erkennen ist, daß die Ergebnisse der Arbeiten untereinander widersprüchlich sind.
 - a) So weist nach Levin, Liebsch und Bennemann (Levin et al. 1973) ferromagnetisches Nickel an der Oberfläche eine paramagnetische Schicht auf. Dies wäre in Übereinstimmung mit der Deutung der Experimente von Liebermann et al. (Liebermann et al. 1969, 1970), die jedoch nicht unumstritten ist (Shinjo 1976). Nach den Feldemissionsergebnissen der vorliegenden Arbeit kann jedoch das Vorhandensein einer paramagnetischen Oberflächenschicht ausgeschlossen werden.
 - b) Die Ergebnisse der Arbeit von Fulde, Luther und Watson (Fulde et al. 1973) lassen eine sehr interessante Deutung

der ESP-Werte an Nickel zu. Die Modellrechnung für Nickel sagt eine Oberflächenresonanz mit einer positiven Polarisierung der Oberflächenzustandsdichte voraus. Im Innern von Nickel ist die Polarisierung an der Fermi-Kante negativ, da die 3d-Majoritätselektronen nicht bis zur Fermi-Energie hinaufreichen. Sollte sich diese negative Polarisierung bis zur Oberfläche fortsetzen, so wären die kleinen Polarisationsgrade, die bei Nickel festgestellt werden, durch annähernde Kompensation dieser negativen Anteile durch den positiven Beitrag der Oberflächenresonanz verständlich. Das Ergebnis der Photoemissionsmessungen an einkristallinem Nickel würde sich in dieses Bild gut einfügen. Wegen der Austrittstiefe der Photoelektronen von ca. 1 nm wäre der Einfluß der Oberflächenresonanz mit dem Majoritätsspin kleiner, die ESP der Photoelektronen daher stärker durch die negative ESP an der Fermi-Kante im Nickel bestimmt.

Bei Vorhandensein der Oberflächenresonanz ist mit einer antiferromagnetischen Kopplung der Oberfläche zum massiven Material oder aber mit einer beträchtlichen Reduktion der Magnetisierung an der Oberfläche zu rechnen. (Fulde et al. 1973). Eine Entscheidung darüber ist mit Hilfe der Feldemissionsmessungen nicht zu fällen, da die Magnetisierung durch die integrale Spinpolarisation bestimmt wird, während die Feldemission die ESP nur in einem engen Energiebereich an der Fermi-Kante mißt.

- c) Desjonqueres und Cyrot-Lackmann (Desjonqueres, Cyrot-Lackmann 1976) gelangen nach ihren Berechnungen der Oberflächenzustandsdichte zu dem Schluß, daß die Magnetisierung der Übergangsmetalle bis zur Oberfläche im wesentlichen unverändert bleibt. Im Falle von Nickel stehen sie damit im Widerspruch zu Levin et al. (Levin et al. 1973), die eine paramagnetische Oberfläche voraussagen. Auch Dempsey et al. (Dempsey et al. 1976a) finden in der 110-Richtung von Eisen keine wesentliche Änderung der integralen Spinpolarisation beim Übergang vom Innern zur Oberfläche.

Die Zustandsdichte an der Fermikante allerdings ist an der Oberfläche für die Minoritätselektronen erheblich größer als für die Majoritätselektronen; in den 111-, 110- und 100-Richtungen mindestens um den Faktor 2 (Dempsey et al. 1976 a,b; 1975).

8. Bemerkungen zu den Adsorptionsmessungen

Obwohl die Wechselwirkung von Atomen und Molekülen mit Festkörperoberflächen für technisch so wichtige Erscheinungen wie Katalyse und Korrosion und auch für die Halbleiterphysik von großer Bedeutung ist, wird das Verständnis der Chemisorption als in den Anfängen befindlich charakterisiert (Gomer 1975). Dies scheint bei den gegenwärtigen Kenntnissen über die sauberen Oberflächen von Metallen nicht verwunderlich zu sein, wenn man z.B. an die erwähnten unterschiedlichen Modelle für Nickeloberflächen (Levin et al. 1973, Fulde et al. 1973, Desjonqueres, Cyrot-Lackmann 1976) denkt. Eine Theorie der Chemisorption müßte ja ausgehend von den sauberen Oberflächen die Änderung der elektronischen Eigenschaften durch die Chemisorption erklären. Modelle, die meist auf der Molekularorbital- und der Valenzstrukturmethode beruhen, sind entwickelt worden (Gomer 1975). Die Schwierigkeiten der theoretischen Behandlung des komplexen Problems der Chemisorption haben auch im Fehlen detaillierter experimenteller Daten für die elektronische Struktur von Festkörperoberflächen ihre Ursache. Wenn auch die Energieverteilungskurven der Feldelektronen nur ca. 2 eV unterhalb der Fermienergie umfassen, so ist dennoch die Feldemission als ein besonders geeignetes Mittel für eine solche Untersuchung anzusehen, da der Feldemissionsstrom ausschließlich durch die Oberflächeneigenschaften bestimmt wird. Mit der Messung der Polarisierung von Feldelektronen wird noch eine weitere Information über eine Größe gewonnen, die in manchen Modellen der Chemisorption

eine entscheidende Rolle spielt. So erfolgt nach der Theorie von Schrieffer und Gomer (Schrieffer, Gomer 1971) in Analogie zum Heitler-London-Modell die Chemisorption z. B. von Wasserstoff durch eine kovalente Bindung, die durch ein spinkompensiertes Elektronenpaar charakterisiert ist. In der Tat wird bei der Chemisorption von Wasserstoff auf Nickel wegen der daraus resultierenden Spinabsättigung ein Absinken der Magnetisierung beobachtet (Bauer et al. 1972, Martin et al. 1972, Krinchik et al. 1974). Energieverteilungskurven feldemittierter Elektronen aus wasserstoffadsorbiertem Nickel liegen noch nicht vor. Da die Spektren photo- und feldemittierter Elektronen Ähnlichkeiten aufwiesen (Plummer 1975), geben die Photoemissionsmessungen (Conrad et al. 1976) dieses Systems erste Hinweise. 0,7 eV und 5,9 eV unterhalb der Fermi-Kante treten zwei Peaks auf, von denen der 0,7 eV-Peak möglicherweise für das Auftreten der positiven Polarisierung verantwortlich ist.

Das Feldelektronenmikroskop macht Änderungen der Austrittsarbeit infolge der Adsorption aus der Gasphase sichtbar und liefert damit in unmittelbarer Weise Informationen über das Adsorptionsverhalten verschiedener kristallographischer Flächen (Good, Müller 1956). Wie empfindlich diese Beobachtungen sein können, geht aus der Tatsache hervor, daß auch die Adsorption einzelner Atome registriert werden kann (Clark, Young 1968).

Weiterhin werden bei der Adsorption Änderungen der charakteristischen Strukturen der Energieverteilungskurven festgestellt, die mit der elektronischen Struktur des Emitters in Beziehung gesetzt werden (Gadzuk, Plummer 1973). Aus dem Gesagten geht bereits hervor, daß die Feldemission für die Untersuchung von Adsorptionsvorgängen besonders geeignet ist.

Durch die Messung der Spinpolarisation emittierter Elektronen wird die Reihe der bestehenden Untersuchungsmethoden

der Oberflächenphysik (Czanderna 1975) nicht nur um die Messung einer physikalischen Größe, die bisher unberücksichtigt blieb, erweitert, sondern sie erschließt ein neues und aufschlußreiches Verfahren zur Untersuchung des magnetischen Zustandes an der Oberfläche von Festkörpern. Zumindest aus zwei Gründen ist zu erwarten, daß das Meßverfahren auf großes Interesse stoßen wird. Die Fragen des Oberflächenmagnetismus sind von grundlegender physikalischer Bedeutung, die aber mit den klassischen experimentellen Methoden des Magnetismus schwer zu klären sind. Wie empfindlich die ESP der Feldelektronen durch die Eigenschaften der Oberfläche bestimmt wird, konnte in der vorliegenden Arbeit durch die Abhängigkeit der ESP von der Wasserstoffadsorption an der Oberfläche von Nickel demonstriert werden. Dies legt den Gedanken nahe, das Adsorptionsverhalten anhand der ESP zu verfolgen und mit ihrer Hilfe die elektronischen Eigenschaften der chemisorbierten Oberfläche zu untersuchen. Nachdem die Chemisorption ein wesentlicher Schritt der heterogenen Katalyse ist, wird damit auch der Katalysatorforschung ein neues Instrument zur Verfügung gestellt. Als besonders günstig erweist sich der Umstand, daß die ungepaarten 3d-Elektronen gleichzeitig eine Voraussetzung für das Auftreten des Ferromagnetismus und ein Charakteristikum für die Wirksamkeit von Katalysatoren sind. So enthalten die meisten Katalysatoren entweder Ionen der Übergangselemente oder sie sind metallische Übergangselemente. Aus folgenden Gründen erscheint diese neue Untersuchungsmethode besonders vielversprechend:

- a) Die ESP ist erwiesenermaßen in ausgeprägter Weise oberflächenempfindlich.
- b) Durch die kontinuierlichen Veränderungen des Feldemissionsbildes läßt sich der Adsorptionsvorgang auch visuell verfolgen.
- c) Der Feldemitter stellt im allgemeinen einen Einkristall dar, in dessen Feldemissionsbild alle Kristallrichtungen identifiziert und getrennt untersucht werden können.

- d) Der emittierende halbkugelförmige Teil des Feldemitters kann als Modell der dispergierten Metallteilchen eines Trägerkatalysators betrachtet werden.

9. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Spinpolarisation der Feldelektronen aus Eisen, Kobalt und Nickel untersucht. Die Emitter wurden durch elektrolytisches Ätzen von polykristallinen Drähten oder durch Bedampfen von $\langle 110 \rangle$ -orientierten Wolframspitzen mit den drei ferromagnetischen Metallen gewonnen. In einem Vakuum von $2 \cdot 10^{-10}$ mbar, bei einer Temperatur von 10 K und in Magnetfeldern bis 6 T konnten aus Eisenemittern Elektronenstrahlen mit Polarisationsgraden zwischen -28 und +80 % und aus Kobaltemittern zwischen -36 und +47 % gemessen werden. (Positive (negative) Vorzeichen bedeuten ein Überwiegen der Majoritäts-(Minoritäts-)elektronen des Ferromagneten im Elektronenstrahl). Wegen der kristallographischen und chemischen Eigenschaften von Eisen und Kobalt gelang die Gewinnung sauberer symmetrischer Feldemissionsbilder dieser Emitter nicht, so daß eine Zuordnung der gemessenen Polarisationsgrade zu den Emissionsrichtungen nicht möglich ist. Reine Nickelspitzen zeigten in den intensiver emittierenden Kristallrichtungen um $\langle 100 \rangle$ $P = 0 \pm 1,5\%$ und um $\langle 111 \rangle$ $P = (-3,5 \pm 1,5)\%$. Diese Werte steigen durch Wasserstoffadsorption auf Werte von ca. 15 %. Die Temperaturabhängigkeit der Polarisation, die wegen der niedrigen Curie-Temperatur nur bei Nickel gemessen wurde, folgt der Kurve der spontanen Magnetisierung.

Anhang

Sekundärelektronenemission polarisierter Elektronen aus Europiumoxid

1. Ziel des Experimentes

Elektronen können durch Thermo-, Feld-, Photo- und Sekundärelektronenemission aus Festkörpern herausgelöst werden. Weitere Möglichkeiten sind die Exoelektronenemission, die Emission heißer Elektronen und die Emission durch Ionenneutralisation. Für die Gewinnung polarisierter Elektronen scheidet mit großer Wahrscheinlichkeit der technisch am häufigsten verwendete Emissionsprozeß, die Thermoemission aus, da i. a. unterhalb einer magnetischen Ordnungstemperatur eine Emission nicht möglich ist. Eine gewisse Chance hätte noch die Thermoemission aus cäsiiertem Kobalt, bei dem auch unterhalb der Curietemperatur von 1388 K Elektronen durchaus thermisch emittiert werden. Inwieweit jedoch die Spinaustauschstreueung an der Cäsiumschicht auf der Oberfläche die Polarisierung erniedrigt, ist noch eine offene Frage (Helman, Siegmann 1973).

Wie auch in der vorliegenden Arbeit gezeigt werden konnte, weisen Feldelektronen beträchtliche Polarisierungsgrade auf, und ebenso mit der Photoemission konnten hohe ESP-Werte festgestellt werden. Ziel dieses Zusatzexperimentes war es, eine ESP bei der bisher noch nicht untersuchten Sekundärelektronenemission nachzuweisen, zumal zwischen den Vorgängen der Photo- und Sekundärelektronenemission Ähnlichkeiten bestehen. Ein aussichtsreiches Emittermaterial schien Europiumoxid zu sein, da dieser ferromagnetische Halbleiter mit einer Curie-Temperatur von 69 K sowohl mit der Feld- als auch mit der Photoemission ESP-Werte von ca. 90 % ergeben hat (Sattler, Siegmann 1975, Hofmann 1977, Chrobok et al. 1977).

2. Experimentelles

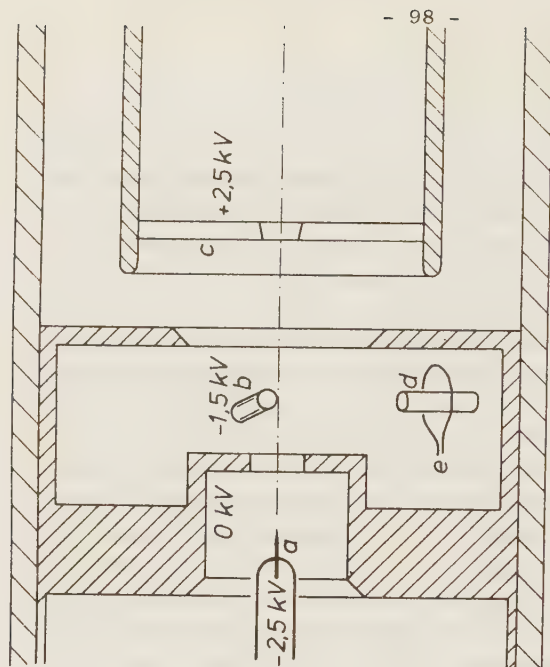
Das Experiment zum Nachweis der Polarisierung von Sekundärelektronen wurde mit der im Hauptteil der vorliegenden Arbeit beschriebenen Apparatur vorgenommen. Die Abb. 22 zeigt die verwendete experimentelle Anordnung in der Umgebung des Sekundäremitters.

Als Primäremitter wurde eine Wolframfeldemissionsspitze (a) gewählt, die auf einen Wolframbügel aufgepunktet war. Der Sekundäremitter (b) ist ein Röhrchen von 1,2 mm $\varnothing$ und ca. 4 mm Länge, bestehend aus einem Tantalblech von 0,06 mm Stärke. Der Sekundäremitter kann mit Hilfe eines Ofens (d) von einer Seite her bedampft werden. Der Ofen besteht aus einem einseitig geschlossenen Tantalröhrchen von ebenfalls 4 mm Länge und 1,2 mm $\varnothing$. Er war mit einem an der Oberfläche oxidierten Europiumdraht (1 mm $\varnothing$) der Reinheit 99,9 % gefüllt und konnte durch Elektronenbeschuss von der Kathode (e) her geheizt werden. Sowohl Primär- als auch Sekundäremitter sind zur Magnetfeldachse justierbar.

2.1. Präparation und Justierung

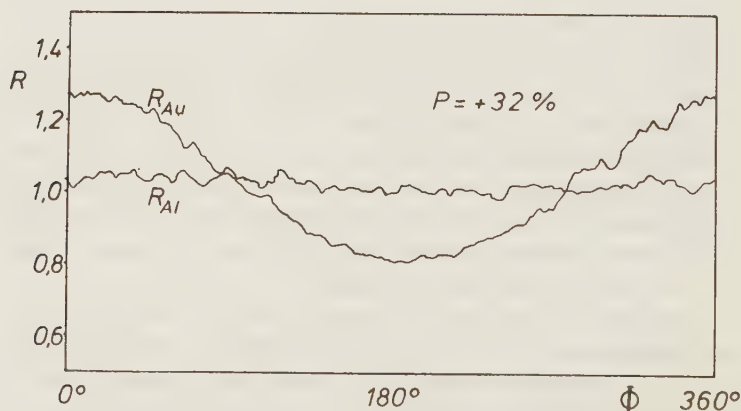
Durch Hochheizen auf ca. 3000K wurde die Feldemissionsspitze gereinigt und das Feldemissionsbild der reinen 110-Wolframspitze auf dem Schirm (c) kontrolliert. Die Emissionsspannung betrug typisch 2,5 kV und der Emissionsstrom $2 \cdot 10^{-7}$ A. Die Justierung der Spitze zur Magnetfeldachse erfolgte bei angelegtem Magnetfeld von 1,5 T, so daß auf dem Schirm S2 (s. Abb. 1) ein fokussiertes Bild entstand.

Der ebenfalls justierbare Sekundäremitter wurde dann in den Primärstrahl hineinbewegt, so daß auf dem Schirm S2 Teile des zuvor beobachteten Bildes verschwanden und ein typischer schmaler Schweif sichtbar wurde. Bedampft wurde der Sekundäremitter etwa in dieser Stellung, in der er vom Primärstrahl getroffen wurde. Zum Tempern wurde der Sekundäremitter in die Nähe des Ofens gebracht und durch



Experimentelle Anordnung zur Gewinnung polarisierter Sekundärelektronen
 a Primärelektronenemitter: Feldemissionsspitze
 b Sekundärelektronenemitter
 c Leuchtschirm
 d Ofen zum Verdampfen von Europiumoxid
 e Wolframkathode

Abb. 22



Zählratenverhältnisse R nach Streuung eines polarisierten Sekundärelektronenstrahles an einer Gold- und Aluminiumfolie. ϕ gibt die azimutale Stellung der Zähler des Mott-Streuers an.

Abb. 23

Elektronenbeschuß geheizt, wobei der Glühdraht (e) auch hierbei als Elektronenquelle diente.

Für den Erfolg des Experimentes war die unabhängige Justierbarkeit des Primär- und des Sekundäremitters entscheidend. Weiterhin war die fokussierende Wirkung des Magnetfeldes vorteilhaft. Ihr ist es zuzuschreiben, daß eine hinreichend große Intensität des Sekundärstrahles für den Nachweis zur Verfügung stand.

2.2. Meßvorgang

Nach der Justierung des Primäremitters zur Magnetfeldachse und der Beschichtung des Sekundäremitters wurde die Wolframspitze erneut gereinigt. Die ESP des Primärstrahles wurde überprüft, und innerhalb der Meßgenauigkeit konnte kein von Null verschiedener Wert festgestellt werden.

Nach dem Einschwenken des Sekundäremitters in den Primärstrahl wurde der erwähnte charakteristische Schweif beobachtet und untersucht.

Der bei diesem Experiment verwendete Spindreher, das Wien-Filter, stellt ein Geschwindigkeitsfilter dar, das bei festem Magnet- und elektrischem Feld nur Elektronen einer bestimmten Geschwindigkeit passieren läßt. Durch Variation der Beschleunigungsspannung (100 kV) war leicht festzustellen, daß zum Nachweis nur Elektronen gelangten, deren Energie sich um weniger als 500 eV unterschied. Daher waren die primären und die wahren sekundären Elektronen (Anfangsenergie kleiner 50 eV) leicht voneinander trennbar. Nur jeweils eine Art konnte zum Nachweis gelangen. Zudem waren die beiden energetisch voneinander verschiedenen Elektronengruppen auch visuell auf dem Schirm S2 am Beschleunigereinschuß voneinander unterscheidbar.

2.3. Bemerkungen

Da zunächst nur der Nachweis einer eventuell bei der Sekundärelektronenemission vorhandenen Polarisation beabsichtigt war und dieser mit einfachen Mitteln erfolgen sollte, mußte auf eine genaue Kontrolle folgender Größen zunächst verzichtet werden:

a) Zusammensetzung des Europiumoxids im Ofen

Das Ausgangsmaterial stellte einen an der Oberfläche oxidierten Europiumdraht von ca. 4 mm^3 dar, dessen genaue Zusammensetzung nicht bekannt ist. Da die verschiedenen Komponenten (Europium, Europiumoxide) verschieden leicht verdampfen, sind Änderungen der Zusammensetzung des Dampfes und des im Ofen zurückbleibenden Materials zu erwarten. Damit ist die genaue Zusammensetzung des Europiumoxides nicht reproduzierbar.

b) Aufdampfrate

Wegen des Platzmangels war der Ofen nur wenige mm^3 groß. Die Aufdampfrate und damit die Schichtdicke des Sekundäremitters war deshalb schwer kontrollierbar.

c) Temperatur des Sekundäremitters

Schließlich war die Temperatur des Sekundäremitters nicht meßbar. Zum Tempern des Sekundäremitters wurde er durch Elektronenbeschuß auf schwache Rotglut erhitzt und dies visuell festgestellt. Eine Änderung der Struktur der Schicht und eine eventuelle Änderung der Zusammensetzung bei höheren Temperatertemperaturen war deshalb durch die Temperbedingungen schwer kontrollierbar. Während der Polarisationsmessung konnte die Temperatur des Sekundäremitters nicht geregelt werden, so daß der Einfluß der Temperatur auf die Polarisation nicht gemessen werden konnte. Aus diesem Grunde ist es durchaus möglich, mit Europiumoxidschichten anderer Zusammensetzung noch höhere Polarisationsgrade zu messen.

3. Ergebnisse

1. Eine Elektronenspinpolarisation von Sekundärelektronen konnte mit diesem Experiment erstmals nachgewiesen werden.
2. Der Maximalwert der ESP der bisherigen Messungen betrug 32 %, s. Abb. 23.
3. Abhängig von der Vorbehandlung wurden auch kleinere Polarisationswerte beobachtet. Die Ursache dafür ist in

der chemischen Zusammensetzung und der Struktur des Sekundäremitters zu suchen.

4. Eine leichte Magnetfeldabhängigkeit der Polarisation konnte festgestellt werden. Bei Erhöhung des Magnetfeldes von 1,5 auf 7 T stieg die Polarisation um ca. 20 %, z. B., von $P = 23 \%$ auf $P = 30 \%$.

4. Diskussion

Zu den inzwischen zahlreichen Untersuchungsmethoden von Festkörperoberflächen zählen die Feldemission (Gadzuk, Plummer 1973, Swanson, Bell 1973) und die Photoemission (Feuerbacher, Willis 1976). Aus den Energieverteilungskurven der emittierten Elektronen werden Schlüsse auf die elektronische Struktur der Emitter gezogen. Auch die Energiespektren der wahren Sekundärelektronen (< 50 eV), die in definierte Kristallrichtungen emittiert werden, erlauben die Untersuchung der Zustandsdichten oberhalb des Vakuumniveaus (Willis et al 1974, Willis, Feuerbacher 1975). Mit der Messung der Polarisation von Photoelektronen (Campagna et al. 1976) und Feldelektronen (Müller 1975, Kisker 1976, Chrobok et al. 1977) wurde im letzten Jahrzehnt ein neues Instrument zur Untersuchung von magnetischen Materialien geschaffen, das zahlreiche interessante Ergebnisse hervorgebracht hat und das nun durch die Untersuchung der ESP von Sekundärelektronen seine Ergänzung gefunden hat. Man darf von ihr Aufschlüsse über den komplexen Prozeß der Sekundärelektronenemission bzw. die magnetischen Materialien und deren Oberflächen erwarten. Hier soll aber auf eine Problematik, die die Photo- und Sekundärelektronenemission gleichermaßen betrifft, hingewiesen werden. Das gerade in den letzten Jahren beobachtete Bestreben der Experimentatoren, die Bedingungen dieser Emissionsprozesse möglichst genau zu spezifizieren, führte zur Verwendung einkristalliner Emitter und Berücksichtigung der Emissionsrichtung. Dies erfordert die Abschirmung

selbst des Erdmagnetfeldes (Williams et al. 1976, Willis, Feuerbacher 1975). Bei der ESP-Messung dagegen wird am Ort des Emitters ein starkes Magnetfeld angelegt, um die Probe in einer Richtung durchzumagnetisieren und damit die Polarisationsrichtung zu definieren. Deshalb begnügt man sich vorerst mit integralen Messungen der Polarisation, bei denen also alle emittierten Elektronen zusammengefaßt werden.

Obwohl wegen der geringen Anzahl von Messungen noch keine systematischen Betrachtungen der ESP der Sekundärelektronen aus Europiumoxid angestellt werden können, soll doch ein erster Vergleich mit den entsprechenden Messungen der Photo- und Feldemission vorgenommen werden.

Die Polarisation der Photoelektronen aus Europiumoxid erreichte bei magnetischer Sättigung der massiven Probe nur etwa 50 %, war also nur halb so groß wie erwartet (Siegmann 1975). Bei weiter ansteigendem Feld ($> 0,8$ T) stieg die Polarisation an, ohne jedoch bis 2,5 T einen Sättigungswert zu erreichen. Dieses Verhalten wurde mit dem Vorhandensein einer paramagnetischen Oberflächenschicht gedeutet (Sattler, Siegmann 1972). Das Vorhandensein einer paramagnetischen Oberfläche hätte einen unpolarisierten Feldemissionsstrom zur Folge (Penn 1975). Dies steht aber im Widerspruch zu den hohen Polarisationsgraden von ca. 90 %, die mit den Feldemissionsexperimenten festgestellt wurden (Hofmann 1977, Chrobok et al. 1977), so daß das Modell der paramagnetischen Oberfläche ausgeschlossen werden kann. Ganz analog ist die Situation, wenn Europiumsulfid als Emittermaterial betrachtet wird. Auch in diesem Fall zeigen die Feldemissionsexperimente (Müller et al. 1972), daß keine paramagnetische Oberfläche vorliegt. Eine Deutung, die statt Oberflächeneffekte die Bandstruktur des Europiumoxid heranzieht, wurde von Eastman (Eastman 1972) gegeben, nachdem die Photoemissionssekundärelektronen ein Überwiegen der quasielastischen Streuprozesse ergaben. Wegen der vorhandenen Ener-

gielücke von 4 eV zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband ist ein inelastischer Stoß zwischen einem angeregten Elektron im Leitungsband und einem Valenzbandelektron unterhalb einer gewissen Energie nicht mehr möglich, da für die beiden Elektronen nach dem Stoß keine energetisch erlaubten Zustände zur Verfügung stehen. Es überwiegen deshalb quasielastische Stöße, so daß die Austrittstiefe sehr groß wird und 5 bis 10 nm erreicht. Zahlreiche quasielastische Streuungen mit Magnonen, Verunreinigungen und der Oberfläche können zur Depolarisation führen (Eastman 1972). Wegen des Temperaturverhaltens der Polarisation schließen Meier und Ruprecht (Meier, Ruprecht 1976) die Depolarisation durch Magnonen aus.

Mit diesem Eastman-Modell sind die Ergebnisse der Sekundärelektronenmessungen der vorliegenden Arbeit vereinbar. Es wurden nur die niederenergetischen wahren Sekundärelektronen erfaßt. Die Größe der ESP und die Abhängigkeit vom Magnetfeld ähneln den entsprechenden Ergebnissen der Photoemissionsmessungen von Europiumoxid-Aufdampfschichten (Busch et al. 1970), bei denen Photonenenergien von etwa 5 eV verwendet wurden. Auch dort lagen die Polarisationsgrade niedriger als 50 % und waren bis 3T ebenfalls noch nicht gesättigt.

Die Tatsache, daß die Feldelektronen, die aus dem Leitungsband emittiert werden, etwa die Polarisation besitzen, wie sie für die 4f-Elektronen erwartet wird (Hofmann 1977, Chrobok et al. 1977, s. a. für EuS: Kisker et al. 1976) und die Tatsache, daß die Sekundärelektronen nicht unpolarisiert sind, deutet auf eine Spinaustauschstreuung der angeregten Elektronen im Leitungsband mit den 4f-Elektronen. Wegen der quasielastischen Stöße ist im Falle der Sekundärelektronenemission mit einer Reduktion der Polarisation zu rechnen. Wie bei der Photoemission ist daher auch bei ihr wegen der großen Austrittstiefe die Größe der Polarisation nicht identisch mit dem ESP-Wert der Elektronen unmittelbar nach der Anregung. Die Deutung der Ergebnisse wird dadurch erschwert, daß die Austrittstiefe energieabhängig ist (Eastman 1972).

Schließlich sei noch erwähnt, daß die Meßreihe mit der beobachteten maximalen ESP im Gegensatz zu den anderen bislang aufgenommenen Meßreihen bereits bei 1,5 T einen Sättigungswert von etwas über 30 % erreicht hat. Die im Zusammenhang mit der Sekundärelektronenemission auftretenden Erscheinungen bedürfen jedoch weiterer systematischer Untersuchungen.

5. Vorschlag einer Quelle polarisierter Elektronen

Bei dem kürzlich publizierten Hochenergiestreuexperiment polarisierter Elektronen an polarisierten Protonen (Alguard et al. 1976) wurde der Elektronenstrahl durch Ionisation eines polarisierten Lithiumatomstrahles gewonnen. Im Vergleich zu dieser komplizierten Quelle (Hughes et al. 1972) bietet sich die Sekundärelektronenemission polarisierter Elektronen als einfache Quelle an. Es ist wohl als wahrscheinlich anzusehen, daß neben Europiumoxid auch andere ferromagnetische Materialien polarisierte Sekundärelektronen emittieren; möglicherweise gibt es auch Emittoren, bei denen auf tiefe Temperaturen und ein UHV verzichtet werden kann.

Wie bei anderen Quellen polarisierter Elektronen, bei denen am Emissionsort ein Magnetfeld anliegt (Hughes et al. 1972), so tritt auch bei der Sekundärelektronenemission die Schwierigkeit auf, einen möglichst großen Teil der emittierten Elektronen trotz des kleiner werdenden Magnetfeldes zu einem Strahl zusammenzufassen. Dies ist umso schwieriger, je stärker das Magnetfeld ist und je weiter die emittierenden Teile des Sekundäremitteurs von der Magnetfeldachse entfernt liegen. Die Begründung ist die gleiche, die im Zusammenhang mit der Notwendigkeit, die Feldemissionsspitze zur Magnetfeldachse zu justieren, gegeben worden ist.

Die geometrische Anordnung des Sekundäremitteurs im Spulenfeld, wie sie in diesem Experiment verwendet wurde, hat sich zur Erzielung eines intensiven Sekundärelektronen-

strahles bewährt. Besonders vorteilhaft war die Verwendung einer Feldemissionsspitze als Primäremitter, die die denkbar kleinste Elektronenstrahlquelle darstellt. Im Magnetfeld von 1,5 T bleibt der Strahl auf einen Durchmesser von ca. 0,1 mm beschränkt, so daß die Fläche der Sekundäremission entsprechend klein war. Weiterhin ist die Ausbeutekurve bei dem hier verwendeten streifenden Einfall der Primärelektronen besonders groß (Soshea, Dekker 1961). Die primären Elektronen sind bequemer mit einer thermischen Elektronenkanone herzustellen, die dann aber aus den oben dargelegten Gründen auf der Spulenachse weit zurückgenommen werden müßte, damit am Ort des Sekundäremitters der Querschnitt des Primärstrahles entsprechend klein ist.

- Abrahams S C, Guttman L, Kasper J S 1962 Phys.Rev. 127,2052
 Alder H, Campagna M, Siegmann H C 1973 Phys. Rev. B8,2075
 Alguard M J, Ash W W, Baum G, Clendenin J E, Cooper P S,
 Coward D H, Ehrlich R D, Etkin A, Hughes V W, Kobayakawa H,
 Kondo K, Lubell M S, Miller R H, Palmer D A, Raith W,
 Sasao N, Schüler K P, Sherden D J, Sinclair C K, Souder P A
 1976 Phys.Rev.Lett. 37,1258
 ---1976 Phys.Rev.Lett. 37,1261
 Alvarado S F, Erbudak M, Munz P 1976 Phys.Rev. B14,2740
 Amatuni A T 1963 Sov.Phys. Techn.Phys. 7,754
 Anderson P W 1971 Phil.Mag. 24,203
 Artynkh Y N, Lunev N K, Rusov M T 1972 Kin. i Kat. 13,741
 Asano S, Yamashita J 1971 J.Phys.Soc.Japan 31,1000
 Bailey 1971 in Advanced Cryogenics, Plenum 1971
 Baltensperger W 1972 Helv.Phys.Acta 45,203
 Bargmann V, Michel L, Telegdi V L 1959 Phys.Rev.Lett. 2,435
 Bauer H J, Bleschschmidt D, v. Hellermann M 1972 Surf.Sci.30,701
 Berglund C N, Spicer W E 1964 Phys.Rev. 136,A1030 und A1044
 Berko S, Mills A P 1971 J. de Physique 32,C1-287
 Binh V T, Piquet A, Roux H, Uzan R, Drechsler M 1976
 J.Phys.E: Sci.Instr. 9,377
 Blodgett A J, Spicer W E 1967 Phys.Rev. 158,514
 Bowkett K M, Smith D A 1970 Field Ion Microscopy, North Holland
 Bozorth R M 1951 Ferromagnetism, Princeton
 Braicovich L, de Michelis B 1968 Nuovo Cimento 58B,269
 Brandt U 1971 Z.Physik 244,217
 Brosi A R, Galonsky A I, Ketelle B H, Willard H B 1962
 Nucl.Phys. 33,353
 Busch G, Campagna M, Cotti P, Siegmann H C 1969
 Phys.Rev.Lett. 22,597
 Busch G, Campagna M, Siegmann H C 1970 J.Appl.Phys. 41,1044
 Busch G, Campagna M, Pierce D T, Siegmann H C 1972
 Phys.Rev.Lett. 28,611
 Campagna M, Utsumi T 1974 AIP Conf.Proc. 24,399
 Campagna M, Utsumi T, Buchanan D N E 1976
 J.Vac.Sci.Technol. 13,193
 Campagna M, Pierce D T, Meier F, Sattler K, Siegmann H C 1976
 Adv. in Electronics and Electron Physics 41,113
 Chazalviel J N, Yafet Y 1976 23rd Intern. Field Emission
 Symposium
 Chazalviel J N, Yafet Y 1977 Phys.Rev. B15,1062
 Christmann K, Schober O, Ertl G, Neumann M 1974
 J.Chem.Phys. 60,4528
 Chrobok G 1968 Diplomarbeit: Polarisationsuntersuchungen
 an Feldelektronen aus Fe, Co und Ni
 Chrobok G, Hofmann M 1976 Phys.Lett. 57A,257
 Chrobok G, Hofmann M, Regenfus G, Sizmann R 1977
 Phys.Rev. B15,429
 Clark H E, Young R D 1968 Surf.Sci. 12,385
 Collins L E, Heavens O S 1957 Proc.Phys.Soc. 70B,265
 Conolly J W 1967 Phys.Rev. 159,415
 Conrad H, Ertl G, Küppers J, Latta E E 1976 Surf.Sci. 58,578
 Czanderna A W 1975 in Meth. of Surf. Analysis, Elsevier
 Dalmon J A, Martin G H, Imelik B 1972
 Thermochimie ed CNRS (Paris 1972) 201,593
 Davisson C J, Germer L H 1927 Phys.Rev. 30,705
 Davisson C J, Germer L H 1929 Phys.Rev. 33,760

- de Chernatony L, Austin M, Yarwood J, Southon M J, Boyes E D
1975 Le Vide No 177-188,133
- Dempsey D G, Kleinmann L, Caruthers E 1975 Phys.Rev.B12,2932
- 1976 Phys.Rev. B14,279
- 1976 Phys.Rev. B13,1489
- Desjonquères M C, Cyrot-Lackmann F 1976 Sol.State Comm.20,855
- de Waard H, Uggerhoj E, Miller G L, 1975 J.Appl.Phys. 46,2264
- Doniach S 1972 AIP Conf.Proc. 5,549
- Doyle W D, Flanders P J 1964 Proc. of the Intern. Conf. on
Magnetism, Nottingham, England, 751
- Drechsler M, Prulhiere J P 1970 Vacuum 20,491
- Dyke W P, Charbonnier F M, Strayer I P, Trolan J K 1960
J.Appl.Phys. 31,790
- Eastman D E 1972 Phys.Rev. B8,6027
- Eckstein W 1970 Polarisationsseffekte bei elastischen
Elektronenstreuung, IPP-Bericht 1/1 München
- Eckstein W, Müller N 1975 Appl.Phys. 5,71
- Edwards D M, Hertz J A 1972 Phys.Rev.Lett. 28,1334
- Eib W, Alvarado S F 1976 Phys.Rev.Lett. 37,444
- Eichner S, Rau C, Sizmann R 1977 J.Magn.Magn.Mat. 6,204
- Erbudak M, Siegmann H C 1976 in Photoemission from Surfaces,
ESA SP-118 S.133 Noordwijk, Holland
- Erskine J L, Stern E A 1973 Phys.Rev.Lett. 30,1329
- 1975 Phys.Rev. B12,5016
- Farago P S 1965 Adv. in Electronics and Electron Phys. 21,1
- Farago P S 1971 Rep.Prog.Phys. 34,1055
- Feder R 1977 Phys.Rev. B15,1751
- Feder R, Müller N, Wolf D 1977 Z.Physik B28,265
- Feuchtwang T E, Cutler P H 1976a 23rd Intern. Field
Emission Symposium
- 1976b Phys.Rev.B14,5237
- Feuerbacher B, Willis R F 1976 J.Phys.C:Sol.State Phys.9,169
- Fowler H A, Marton L 1959 Bull.Am.Phys.Soc. 4,235
- Fowler R H, Nordheim L 1928 Proc.Roy.Soc. A119,173
- Frauenfelder H, Rossi A 1963 in Methods of Exp. Phys.
Hrsg. Marton L, 5B,214
- Freiberg G N 1967 Instr.Exp.Techn. 1967,6,1436
- 1969 Instr.Exp.Techn. 1969,1,228
- Fues E, Hellmann H 1930 Physik.Z. 31,465
- Fulde P, Luther A, Watson R E 1973 Phys.Rev. B8,440
- Gadzuk J W 1969 Phys.Rev. 182,416
- Gadzuk J W, Plummer E W 1973 Rev.Mod.Phys. 45,487
- Gamlitskii V Ya, Gukovskii O A, Nikolaev V I, Nikolaev I N,
Cherepanov V M, Yakimov S S 1975 Sov.Phys.-JETP 40,374
- Garwin E L, Kirby R E 1977 Proc. Intern. Congr. &
3rd Intern. Conf. Solid Surfaces, Vienna
- Gipp E 1974 Diplomarbeit: Polarisationsuntersuchungen an
Feldemissionselektronen aus poly- und einkristallinem
Kobalt, München
- Gleich W 1971 Diplomarbeit: Spinpolarisation von Feldemis-
sionselektronen aus einkristallinem Nickel, München
- Gomer R 1953 J.Chem.Phys. 21,293
- 1961 Field Emission and Field Ionisation, Harvard
- 1975 Sol.State Phys. 30,93
- Gonser U, Meechan C J, Muir A H, Wiedersich H 1963
J.Appl.Phys. 34,2373
- Good R H, Müller E W 1956 Handb. d. Physik, 21,176

- Greenberg J S, Malone D P, Gluckstern R L, Hughes V W 1960
Phys. Rev. 120,1393
- Gutzwiller M C 1973 AIP Conf. Proc. 10,1197
- Hardin W R, Blair J C, Einspruch N G 1965 Cryogenics 5,138
- Helman J S, Siegmann H C 1973 Sol. State Comm. 13,891
- Helwig R 1970 Diplomarbeit: Spinpolarisation von Feldemissionselektronen aus polykrist. Ni, Fe und Gd, München
- Hertz J A, Aoi K 1973 Phys.Rev. B8,3252
- Hofmann M, Regenfus G, Schärpf O, Kennedy P J 1967
Phys.Lett. 25A,270
- Hofmann M 1977 Doktorarbeit: Spinpolarisation von Elektronenstrahlen, feldemittiert aus den ferromagnetischen seltenen Erdmetallen und Europiumverbindungen, München
- Hohenberg P C, Binder K 1975 AIP Conf. Proc. 24,300
- Honda K, Masumoto H 1931 Sci.Rep.Tohoku Imp.Univ. 20,323
- Hughes V W, Long R L, Lubell M S, Posner M, Raith W 1972
Phys.Rev. A5,195
- Johnson O 1974 Sol.State Comm. 14,751
- Jones J P, Martin A D 1974 Surf.Sci. 41,559
- Jones J P 1974 Surf.Sci. 41,412
- Janssen A P, Jones J P 1971 J.Phys.D: Appl.Phys. 4,118
- Kaya S 1928 Sci.Rep.Tohoku Imp.Univ. 17,1157
- Kennedy P J 1965 Phys.Lett. 19,161
- Keßler J 1969 Rev.Mod.Phys. 41,3
- Keßler J 1976 Polarized Electrons, Springer
- Kim H, Inone T, Hanawa T, Sugata E 1974 Jap.J.Appl.Phys.
Suppl.2,Pt.2,59, Proc.2nd Intern.Conf. on Solid Surfaces
- Kisker E, Baum G, Mahan A H, Raith W, Schröder K 1976
Phys.Rev.Lett. 36,982
- Krause G, Stark D 1967 Z.Physik 201,69
- Krinchik G S, Svartsman R A, Gushin V S, Kipnis A Ya 1974
Sov.Phys.-Solid State 16,1095
- Krolikowski W F, Spicer W E 1969 Phys.Rev. 185,882
- Kuyatt C E 1975 Phys.Rev. B12,4581
- Landé A 1929 Naturwissenschaften 32,634
- Landolt M, Campagna M 1976 23rd Intern.Field Emission Symp.
- Lazarus D M, Greenberg J S 1970 Phys.Rev. D2,45
- Legler W 1963 Z.Physik 171,424
- Levin K, Liebsch A, Bennemann K H 1973 Phys.Rev.B7,3066
- Liebermann L, Fredkin D R, Shore H B 1969 Phys.Rev.Lett.22,539
- Liebermann L, Clinton J, Edwards D M, Mathon J 1970
Phys.Rev.Lett. 25,232
- Lin S R 1964 Phys.Rev. 133,A965
- Lira-Olivares J, Washburn J 1975 J.Phys.E: Sci.Instr. 8,812
- Long R L, Hughes V W, Greenberg J S, Ames I, Christensen R L
1965 Phys.Rev. 138,A1630
- Loth R, Eckstein W 1966 Phys.Lett. 20,390
- Maison D 1966 Phys.Lett. 19,654
- Martin G A, Dalmai-Imelik G, Imelik B 1972 in Adsorption and Desorption Phenomena, Hrgb. Ricca F, Academic, S.434
- Meier F, Ruprecht H 1976 Comm. on Phys. 1,137
- Melmed A J 1967 Surf.Sci. 7,478
- Melmed A J, Carroll J J 1970 Surf.Sci. 19,243
- Meservey R, Tedrow P M, Fulde P 1970 Phys.Rev.Lett.25,1270
- Modinos A, Nicolaou N 1976 Phys.Rev B13,1536
- Mook H A 1966 Phys.Rev. 148,495
- Mook H A, Lynn J W, Nicklow R M 1973 Phys.Rev.Lett.30,556

- Moon R M 1964 Phys.Rev. 136,A195
Mott N F, Massey H S W 1965 The Theory of Atomic Collisions
Morgan R 1967 J.Sci.Instr. 44,808
Müller E W 1937 Z.Physik 106,132
--- 1938 Z.Physik 108,668
Müller E W, Tsong T T 1969 Field Ion Microscopy, Elsevier
Müller N, Siegmann H C, Obermair G 1967 Phys.Lett 24A,733
Müller N, Eckstein W, Heiland W, Zinn W 1972
Phys.Rev.Lett. 29,1651
Müller N 1975 Phys.Lett. 54A,415
Müller N, Wolf D 1976 Bull.Am.Phys.Soc. II 21,944
Müller S, Scholten P 1966 Z.angew.Physik 20,498
Murao T 1972 Phys.Lett. 42A,138
Nagy D, Cutler P H 1976 23rd Intern.Field Emission Symp.
Nicolaou N, Modinos A 1975 Phys.Rev. B11,3687
Nishikawa O, Müller E W 1966 6. Intern. Congr. Electron
Microsc., Kyoto 1966 S. 237
Obermair G 1968 Z.Physik 217,91
Okano T, Utagawa K, Tominaga G 1976 Jap.J.Appl.Phys.15,2035
O'Neill M R, Kalisvaart M, Dunning F B, Walters G K 1975
Phys.Rev.Lett. 34,1167
Parsons R R 1971 Can.J.Phys. 49,1850
Pauli W 1933 Handb. der Physik 24,242
Pavlov V G, Rabinovich A A, Shrednik V N 1975
Sov.Phys.-Solid State 17,1335
Penn D R, Plummer E W 1974 Phys.Rev. B9,1216
Penn D R 1975 Phys.Rev. B11,3208
--- 1976 Phys.Rev. B14,849
Pierce D T, Meier F 1976 Phys.Rev. B13,5484
Pierce D T, Spicer W E 1972 Phys.Rev. B6,1787
Pierce D T, Celotta R J, Unertl W N 1977 Proc. 7th Intern.
Vac Congr. & 3rd Intern. Conf. Solid Surfaces, Vienna
Pimbley W T, Müller E W 1962 J.Appl.Phys. 33,238
Plummer E W, Gadzuk J W, Penn D R 1975 Phys.Today, Apr.,63
Politzer B A 1971 Doktorarbeit: Field Emission of Spin
Polarized Electrons from Ferromagnetic Nickel, Pennsylv.
Politzer B A, Cutler P H 1972 Phys.Rev.Lett. 28,1330
Raith W 1962 Doktorarbeit: Zur Messung der Spinpolarisation
von Elektronenstrahlen, Berlin
Rau C, Sizmann R 1973 5th Intern. Conf. on Atomic Collisions
in Solids, Gatlinburg 1973 S. 295, Plenum 1975
Rich A, Wesley J C 1972 Rev.Mod.Phys. 44,250
Richter E L, Schmidt W A 1969 Surf.Sci. 15,498
Rosentsveig L N 1956 Sov.Phys.-JETP 1957 4,455
Sato M, Hirakawa K 1975 J.Phys.Soc.Japan 39,1467
Sattler K, Siegmann H C 1972 Phys.Rev.Lett. 29,1565
Sattler K, Siegmann H C 1975 Z.Physik B20,289
Savage W R, Low F J 1964 Rev.Sci.Instr. 35,848
Schrieffer J R, Gomer R 1971 Surf.Sci. 25,315
Scifres D R, Hubermann B A, White R M, Bauer R S 1973
Sol.State Comm. 13,1615
Shanabarger M R 1975 Surf.Sci. 52,689
Shinjo T 1976 IEEE Transactions on Magn. MAG-12,86
Shull C G, Chase C T, Myers F E 1943 Phys.Rev. 63,29

- Shull C G, Yamada Y 1962 J.Phys.Soc.Japan 17 Suppl.B-III,1
 Shull C G, Mook H A 1965 Phys.Rev.Lett. 16,184
 Siegmann H C 1975 Phys.Reports 17,37
 Sizmann R 1976 Nucl.Instr.Meth. 132,523
 Smith G D W, Anderson J S 1971 Surf.Sci. 24,459
 Smith N V, Spicer W E 1969 Optics Comm. 1,157
 Smith N V, Traum M M 1971 Phys.Rev.Lett. 27,1388
 Sokoloff J B 1973 Phys.Rev.Lett. 31,1417
 Soshea R W, Dekker A J 1961 Phys.Rev. 121,1362
 Sucksmith W, Thompson J E 1954 Proc.Roy.Soc. 225(A),362
 Sukonnik M S, Shishkin V A 1976 Sov.Phys.-Techn.Phys.21,500
 Swanson L W, Bell A E 1973 Adv.Electr. Electron Physics 32,193
 Tedrow P M, Meservey R 1973 Phys.Rev. B7,318
 Vaganov A B, Diatropov D B 1968 Sov.Phys.-JETP 27,713
 van der Mast K D, Barth J E, Le Poole J B 1974 8th Intern.
 Congr. on Electron Microscopy, Canberra, S.120
 v. Issendorff H, Fleischmann R 1962 Z.Physik 167,11
 Walls J M, Southworth H N, Rushton G J 1974 Vacuum 24,475
 Wedler G, Borgmann D 1976 J. Catalysis 44,139
 Wegener H 1958 Z.Physik 151,252
 Williams P M, Butcher P, Wood J, Jacobi K 1976
 Phys.Rev. B14,3215
 Willis R F, Fitton B, Painter G S 1974 Phys.Rev. B9,1926
 Willis R F, Feuerbacher B 1975 Surf.Sci. 53,144
 Wohlfarth E P 1971 Phys.Lett. 36A,131
 --- 1977 Phys.Rev.Lett. 38,524
 Wortmann R, Gomer R, Lundy R 1957 J.Chem.Phys. 27,1099
 Wright J G 1971 Phil.Mag. 24,217
 Zavoiskii E K 1975 Sov.Phys.-JETP Lett. 21,191

Herrn Prof. Dr. R. Sizmann bin ich für die interessante Themenstellung und die stete Förderung dieser Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

Für sein Interesse am Fortgang des Experimentes und zahlreiche nützliche Diskussionen und Anregungen möchte ich Herrn Dr. G. Regenfus meinen Dank aussprechen.

Herrn Dr. M. Hofmann danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit.

Der Werkstatt der Sektion Physik und im besonderen Herrn A. Pfisterer danke ich für die sorgfältige Ausführung der feinmechanischen Arbeiten.

Ich danke der Bayerischen Akademie der Wissenschaften für die Möglichkeit, das Experiment am Zentralinstitut für Tieftemperaturforschung durchführen zu können, und den Mitarbeitern des Instituts für ihre Hilfsbereitschaft und Gastfreundlichkeit.

Das Experiment wurde in dankenswerter Weise vom Bundesministerium für Forschung und Technologie gefördert.

Die Hauptaufgabe der Verwaltung ist es, die öffentlichen Angelegenheiten zu ordnen und zu leiten. Sie ist dazu verpflichtet, die Interessen der Allgemeinheit zu wahren und die Rechte der Einzelnen zu schützen. Die Verwaltung muss in der Lage sein, die Gesetze des Landes zu vollziehen und die öffentlichen Dienste zu organisieren. Sie ist auch für die Verwaltung der öffentlichen Finanzen verantwortlich und muss sicherstellen, dass die Einnahmen ordnungsgemäß verwendet werden. Die Verwaltung ist ein zentraler Bestandteil des Staates und spielt eine entscheidende Rolle für das Wohlbefinden der Bürger.

Die Verwaltung muss in der Lage sein, die öffentlichen Angelegenheiten zu ordnen und zu leiten. Sie ist dazu verpflichtet, die Interessen der Allgemeinheit zu wahren und die Rechte der Einzelnen zu schützen.

